



Lasers à faible bruit d'intensité en InP sur circuit Silicium pour l'optique hyperfréquence

Nils Girard

► To cite this version:

Nils Girard. Lasers à faible bruit d'intensité en InP sur circuit Silicium pour l'optique hyperfréquence. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS113 . tel-01366824

HAL Id: tel-01366824

<https://theses.hal.science/tel-01366824>

Submitted on 15 Sep 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

NNT : 2016SACLS113

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE N° 575 EOBE
Electrical, Optical, Bio-Physics and engineering

Electronique et Optoélectronique, Nano et Microtechnologies

Nils GIRARD

**Lasers à faible bruit d'intensité en InP sur circuit Silicium
pour l'optique hyperfréquence**

Thèse présentée et soutenue à Thales Research and Technology, le 14/06/2016 :

Composition du Jury :

M. Mehdi Alouini	Professeur, Institut de Physique de Rennes	Président
M. Xavier Letartre	Directeur de Recherche CNRS, Institut des Nanotechnologies de Lyon	Rapporteur
M. Pascal Besnard	Professeur, Laboratoire FOTON	Rapporteur
Mme Ségolène Olivier	Ingénieure de Recherche, CEA-Leti	Examinatrice
Mme. Anne Talneau	Directrice de Recherche, Laboratoire de Photonique et de Nanostructures	Examinatrice
Mme. Beatrice Dagens	Directrice de Recherche, Institut Electronique Fondamentale	Directrice de thèse
Mme. Ghaya Baili	Ingénieure de Recherche, Thales Research and Technology	Co-Encadrant de thèse
M. Guang-Hua Duan	Chef de groupe, III-V lab	Co-Encadrant de thèse

Table des matières

Table des matières	1
Introduction Générale.....	3
Chapitre I : Vers l'intégration de laser faible bruit avec la plateforme photonique sur silicium	7
I.1) Introduction	8
I.2) Sources de bruit additif dans une liaison à détection directe.....	9
I.3) Equations dynamiques d'un laser à semiconducteur	11
I.4) Classification des dynamiques de laser et bruit d'intensité.....	14
I.5) Bruit d'intensité causé par le battement entre le mode oscillant et les modes non oscillants..	17
I.6) Dynamique de classe A : Etat de l'art.....	20
I.7) Comparaison des différentes plateformes d'intégration.....	23
I.8) La plateforme photonique sur Silicium	24
I.9) Conclusion	28
Chapitre II : Conception et optimisation des pertes d'un laser hybride III-V sur Silicium.....	31
II.1) Introduction	33
II.2) Laser hybride monomode en III-V sur Si	33
II.3) Filtrage spectral d'un laser hybride III-V/Si.....	53
II.4) Caractérisation de laser hybride III-V sur Silicium.....	62
II.5) Origines de la remontée de bruit basse fréquence (< 500 MHz)	68
II.6) Conclusion	70
Chapitre III : Laser hybride III-V sur silicium de longueur centimétrique.....	73
III.1) Introduction	74
III.2) Architectures de filtres spectraux pour un laser en III-V sur Si de longueur centimétrique.....	74
III.3) Durée de vie des photons dans un laser III-V sur Si : estimation et limitations.....	85
III.4) Bruit d'intensité relatif des lasers III-V sur Si de longueur centimétrique	92
III.5) Fabrication des composants	96
III.6) Conclusion	97
Chapitre IV : Réduction du bruit d'intensité d'un laser hybride III-V sur Si	99
IV.1) Introduction	100
IV.2) Effet d'un SOA saturé sur le bruit d'intensité d'un laser	100
IV.3) Comparaison des différentes contributions au bruit d'intensité	111
IV.4) Etude expérimentale.....	115
IV.5) Conclusion.....	121

Chapitre V : Laser DFB à très haut facteur de qualité en III-V sur Si	123
V.1) Introduction	124
V.2) Théorie des lasers DFB hybrides en III-V/Si	124
V.3) Conception et étude expérimentale de lasers DFB III-V sur silicium	131
V.4) Laser DFB en III-V sur Si à très haut facteur de qualité.....	136
V.5) Conclusion.....	147
Conclusion générale	151
Annexe.....	155
A.1) Caractéristiques dynamiques d'un laser à semiconducteur.....	155
A.2) Description du banc de mesure du bruit d'intensité relatif	159
Publication.....	161

Introduction Générale

Aujourd'hui, la transmission d'informations par liaisons optiques est largement utilisée dans le domaine des télécommunications, pour les réseaux de longues distances (> 140 km), les réseaux métropolitains (40–140 km) et les réseaux locaux (< 40 km) en raison des faibles pertes de propagation offertes par la fibre optique (0.2 dB/km contre 310 dB/km pour un signal à 2 GHz dans un câble coaxial). Les progrès technologiques des composants optoélectroniques ont permis également d'étendre leur utilisation à d'autres applications ayant des distances de transmission plus courtes. Nous considérons en particulier dans ce manuscrit les systèmes de sécurité et défense dans lesquels nous devons transmettre des signaux analogiques sur parfois plusieurs centaines de mètres. Nous pouvons en distinguer deux types :

- La transmission de signaux radiofréquence (RF) pour les RADAR (Radio Detection and Ranging). Il peut s'agir d'un signal provenant d'un oscillateur local de grande pureté spectrale à distribuer aux différents éléments de l'antenne ou encore d'un signal détecté à transmettre au centre de traitement des données. Ces signaux peuvent être sur une porteuse RF haute fréquence tout en ayant une faible bande instantanée. Dans ce cas, c'est la large bande passante des lasers à semiconducteur (SC) qui est mise en avant.
- La transmission de signaux hyperfréquence dans un système d'écoute électronique large bande, typiquement de 100 MHz à 20 GHz. Dans ce cas, le RADAR reçoit différents signaux répartis sur toute la bande de fréquences. Ces signaux pouvant être de faible amplitude, il est alors indispensable d'avoir des liaisons faible bruit, sur une bande de fréquences large.

Dans ce manuscrit, nous nous intéresserons à ce second point. Il est important de noter que dans la plupart des liaisons utilisant un laser SC, c'est ce dernier qui est la cause principale de bruit dans la bande RF. Plus précisément, ce sont les mécanismes aléatoires d'émission spontanée dans le laser qui en sont responsables. En effet, l'émission spontanée ajoute des fluctuations à la puissance optique, et à la fréquence optique du laser. Dans le cadre de cette étude, nous nous pencherons sur le bruit d'intensité relatif du laser représenté par ce que nous appellerons dans la suite RIN (Relative Intensity Noise).

Les travaux réalisés sur la compréhension du bruit d'intensité dans un laser SC ont mis en évidence que le bruit d'intensité est amplifié par la présence des oscillations de relaxation [1,2]. Ces dernières sont causées par un couplage entre la population de photons dans la cavité et la population de porteurs dans les matériaux actifs. Cette interaction, dans le cas d'un laser SC classique, se traduit par une résonance dans son spectre de RIN. Compte tenu des ordres de grandeur des durées de vie des deux populations dans un laser SC, la fréquence de résonance due aux oscillations de relaxation est de l'ordre de quelques GHz. Pour s'affranchir des oscillations de relaxation, il est donc nécessaire de briser le couplage existant entre les porteurs dans la zone active et les photons dans la cavité. Ainsi, le comportement dynamique d'un laser SC passe d'une dynamique dite de classe B (avec oscillations de relaxation) à une dynamique dite de classe A (sans oscillations de relaxation). Pour cela, nous sommes amenés à augmenter significativement la durée de vie des photons devant celle des porteurs. Les porteurs sont ainsi éliminés adiabatiquement de la dynamique du laser [3]. Dans ces conditions, il est possible d'atteindre des niveaux de bruit très faibles, limités au bruit de grenaille sur toute la bande de fréquence allant de 100 MHz à 20 GHz.

Des lasers SC présentant un comportement dynamique de classe A ont été démontrés tout d'abord en utilisant des cavités fibrées de grandes longueurs [4]. La fibre optique, avec ses très faibles pertes de propagation (0.2 dB/km), permet d'atteindre de grandes longueurs sans induire un excès de pertes. Une autre solution plus compacte a été proposée, utilisant une architecture de laser présentant un grand facteur de qualité. Dans la référence [5], l'utilisation d'un ½-VCSEL dans une cavité externe dimensionnée pour obtenir une durée de vie de photons dépassant 20 ns, a permis de démontrer un laser avec RIN limité au bruit quantique de quelques dizaines de MHz à 40 GHz. Cependant, malgré la courte longueur de la cavité, i.e. 7 mm, le VECSEL (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser) de dynamique de classe A, pompé optiquement, a un fort encombrement qui peut être rédhibitoire pour certaines applications embarquées ou nécessitant un faible volume.

C'est pourquoi aujourd'hui, nous cherchons à utiliser des plateformes d'intégration et plus précisément la plateforme photonique sur Silicium. Cette plateforme présente de nombreux avantages. Tout d'abord, le silicium est la plateforme de prédilection des composants électroniques et pourrait permettre à termes l'intégration de composants hybrides optique/électronique. Ensuite, les progrès dans la réalisation de composants électroniques en silicium nous permettent de profiter de procédés de fabrication matures (dimensions critiques de l'ordre de la centaine de nanomètres). Par ailleurs, du point de vue des applications visées, les très faibles pertes des guides en silicium (de l'ordre du dB/cm) [6] sont intéressantes pour atteindre des durées de vie des photons assez longues. Cependant, le silicium présente l'inconvénient d'être un très mauvais émetteur de lumière. La conception de composants actifs nécessite donc l'apport de gain optique. La solution utilisée dans cette thèse est le report de plaques en III-V sur des plaques en silicium par collage moléculaire [7]. De tels composants utilisent alors les performances des matériaux III-V pour générer la lumière et les performances du silicium pour le guidage, le filtrage, le multiplexage ou toute autre fonction passive. Le transfert de lumière d'un matériau à l'autre est obtenu par couplage évanescent.

Objectifs de la thèse

L'objectif de ce travail de thèse est donc de proposer des conceptions de lasers présentant un faible niveau de bruit d'intensité relatif en utilisant la plateforme d'intégration qu'est la photonique sur silicium. Le travail réalisé s'est articulé de la façon suivante :

- Le bruit d'un laser est lié au temps de vie des photons dans la cavité, c'est-à-dire aux pertes optiques. Nous avons donc tout d'abord procédé à une étude exhaustive de ces différentes sources de pertes et en avons suggéré des optimisations.
- Il a alors été possible de proposer différentes architectures permettant d'augmenter grandement le temps de vie des photons dans la cavité dans l'optique d'atteindre une dynamique de classe A. Deux approches sont possibles : concevoir des cavités longues ou des cavités de courtes longueurs mais à grande surtension.
- Dans le but de réduire le bruit d'intensité en sortie du composant, nous avons étudié la possibilité d'un filtrage externe du RIN du laser. Pour cela, nous avons considéré l'utilisation d'un amplificateur optique à semiconducteur (SOA) pour filtrer le bruit en excès dans un laser III-V sur Si.

Plan du manuscrit

Dans le premier chapitre, nous commencerons par étudier le bruit dans une liaison optique pour mettre en évidence que la principale contribution est le RIN du laser. Ce dernier est principalement dégradé par la présence d'oscillations de relaxation. Après avoir expliqué leurs origines, nous montrerons comment les éliminer de la dynamique du laser. Nous présenterons alors les différentes solutions proposées dans la littérature et mettrons en avant la nécessité d'une solution compacte. Nous nous intéresserons donc aux différentes plateformes d'intégration pouvant répondre à nos besoins et montrerons comment la photonique sur silicium est un bon candidat pour l'intégration de laser faible bruit.

Dans le second chapitre, nous présenterons l'architecture d'un laser monomode hybride III-V/Silicium constitué d'une cavité Fabry-Pérot filtré par des anneaux résonnants [8]. Ce laser, originellement conçu pour des applications télécom, nous servira de point de départ pour la conception de lasers dits de classe A. Nous détaillerons alors les différents éléments de la cavité et en particulier les pertes qu'ils introduisent. Nous proposerons alors différentes solutions pour les réduire.

Dans le troisième chapitre, nous commencerons par décrire l'évolution du temps de vie des photons selon les différents paramètres de conception. Nous chercherons alors à concevoir des lasers dont la cavité atteint plusieurs centimètres. Pour cela, nous aurons à résoudre le problème du filtrage spectral d'une telle cavité laser. Nous proposerons alors plusieurs architectures de filtres exotiques permettant d'atteindre une oscillation laser monomode sans induire des pertes excessives. Nous montrerons des simulations du RIN de ces lasers mettant en avant les limites de ces conceptions quant à l'obtention de dynamique de classe A.

Dans le quatrième chapitre, nous nous intéresserons à la possibilité d'un filtrage externe du RIN de ces lasers Fabry-Pérot. Nous nous dirigerons vers l'utilisation de SOA. En effet ces derniers, quand ils sont utilisés dans un régime saturé, agissent comme un filtre passe haut dans le domaine RF permettant ainsi une diminution d'une partie du bruit causé par les oscillations de relaxation. Pour décrire le filtrage du RIN par un SOA, nous utiliserons un modèle reposant sur les travaux de G.P. Agrawal [9] et K. Sato [10]. Nous présenterons alors des mesures montrant une réduction effective du RIN du laser III-V sur Si conformément au modèle développé.

Dans le cinquième chapitre, nous nous dirigerons vers des lasers hybrides DFB pouvant potentiellement présenter un comportement dynamique de classe A. Un travail récent de A.Yariv [11] nous montre qu'il est possible d'atteindre des cavités de facteur de qualité extrêmement élevé en diminuant les pertes radiatives causées par le réseau. En faisant varier la largeur du réseau de Bragg suivant un profil parabolique, il agit alors comme un puits de potentiel pour la lumière et réduit la proportion de lumière couplée à des modes radiatifs. De telles cavités laser rendent possible la conception de lasers de classe A en photonique sur silicium. Nous présenterons alors des mesures comparant des réseaux DFB classiques (réseau fixe avec un saut de phase) avec nos premières réalisations de réseaux optimisés (réseau variable).

Nous terminerons ce manuscrit par une conclusion générale dans laquelle seront rappelés les principaux résultats obtenus. Nous y proposerons des perspectives pouvant faire l'objet d'études ultérieures.

-
- [1] K. Petermann, "Laser diode modulation and noise" Springer Science & Business Media. (2012)
- [2] F. Bretenaker, C. Drag, "Physique des lasers" Hal archives-ouvertes. Id : fo-00334462 (2008)
- [3] G. Baili, "Contribution à la reduction du bruit d'intensité relative des lasers à semiconducteurs pour des applications aux radars", Thèse de doctorat, Université Paris XI (mai 2008)
- [4] G.Baili, M. Alouini, C. Moronvalle, D. Dolfi and F. Breteneker, « Broad-bandwidth shot-noise limited class-A operation of a monomode semiconductor fiber-base ring laser », Opt. Lett. 31, 62-64 (2006)
- [5] G. Baili, L. Morvan, G. Pillet, D. Dolfi, S. Bouchoule, Z. Zhao,... & F. Bretenaker "High power and ultra-low noise VECSEL for high dynamic range and wideband microwave optical links". In Microwave Photonics (MWP), 2013 International Topical Meeting on (pp. 278-281). IEEE. (2013, October)
- [6] Y. Vlasov, S. McNab, "Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends" Optics express, 12(8), 1622-1631 (2004)
- [7] A. W. Fang, H. Park, Y.-H. Kuo, R. Jones, O. Cohen, D. Liang, O. Raday, M. N. Sysak, M. J. Paniccia, J. E. Bowers, "Hybrid silicon evanescent devices", Materials Today, vol. 10, Issues 7-8, p. 28-35, 2007
- [8] G.H. Duan, C. Jany, A. Le Liepvre, A. Accard, M. Lamponi, D. Make, D. et al. « Hybrid III-V on Silicon Lasers for Photonic Integrated Circuits on Silicon" Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 20(4), 158-170. (2014)
- [9] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, "Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers", IEEE J. Quantum Electron., vol.25, pp. 2297-2306, 1989.
- [10] K. Sato, H. Toba, « Reduction of mode partition noise by using semiconductor optical amplifiers » IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.7 , No. 2, March/April 2001
- [11] C. T Santis, S. T. Steger, Y. Vilenchik, A. Vasilyev, A. Yariv. (2014). "High-coherence semiconductor lasers based on integral high-Q resonators in hybrid Si/III-V platforms." Proceedings of the National Academy of Sciences, 111(8), 2879-2884 (2014)

Chapitre I : Vers l'intégration de laser faible bruit avec la plateforme photonique sur silicium

Table des matières

I.1) Introduction	8
I.2) Sources de bruit additif dans une liaison à détection directe.....	9
I.2.a) Formalisme de la description du bruit	9
I.2.b) Les différentes sources de bruit dans une liaison optique hyperfréquence.....	9
I.2.c) Comparaison des contributions des sources de bruit additifs	10
I.3) Equations dynamiques d'un laser à semiconducteur	11
I.3.a) Equation d'évolution	11
I.3.b) Bande Passante de modulation	13
I.4) Classification des dynamiques de laser et bruit d'intensité.....	14
I.4.a) Bruit d'intensité relatif	14
I.4.b) Classification dynamique des lasers.....	15
I.4.c) Comparaison entre la dynamique de classe A et la dynamique de classe B.....	15
I.5) Bruit d'intensité causé par le battement entre le mode oscillant et les modes non oscillants.....	17
I.5.a) Equations d'évolution pour les modes axiaux non oscillants :	17
I.5.b) RIN aux fréquences des modes latéraux.....	19
I.5.c) Conclusion	19
I.6) Dynamique de classe A : Etat de l'art.....	20
I.6.a) Augmenter la durée de vie des photons.....	20
I.6.b) Etat de l'art des lasers semiconducteurs de classe A.....	20
I.7) Comparaison des différentes plateformes d'intégration.....	23
I.8) La plateforme photonique sur Silicium	24
I.8.a) Guides optiques en silicium.....	24
I.8.b) Matériaux III-V.....	25
I.8.c) Etapes de fabrication de lasers hybrides par collage moléculaire	27
I.9) Conclusion	28

I.1) Introduction

Les liaisons optiques sont largement utilisées pour la transmission de signaux télécom et moins systématiquement pour la transmission de signaux hyper-fréquence [12]. La forme la plus simple d'une liaison optique est illustrée dans la Figure I. 1. Un signal radiofréquence (RF) est transposé sur le signal optique soit par modulation directe du laser (a), soit par un modulateur d'intensité (b) (par exemple un Modulateur de type Mach-Zehnder). Après propagation dans une fibre optique, le signal RF est restitué dans le domaine électrique par détection directe sur une photodiode (D) pour ensuite être traité.

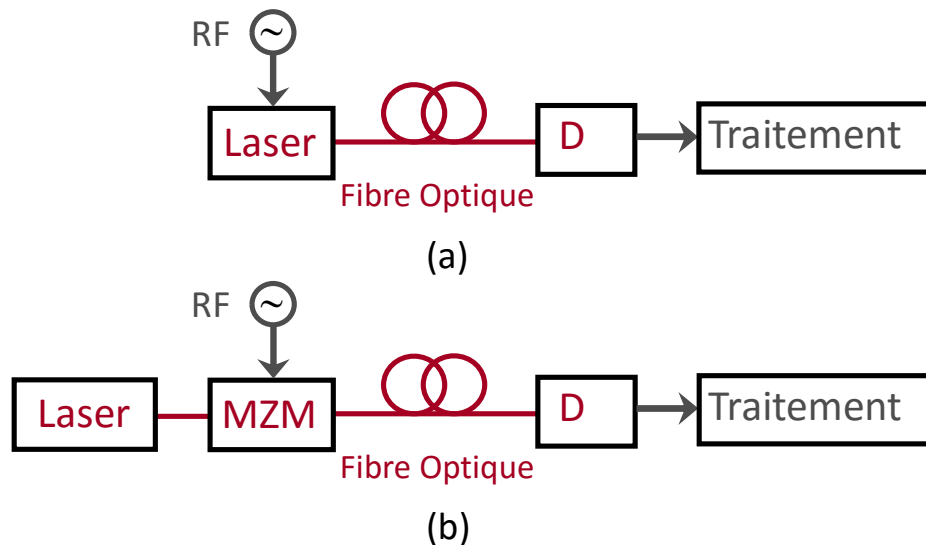


Figure I. 1 : Architecture d'une liaison optique pour transmission de signaux hyperfréquence. D : photodiode. (a) Modulation directe (b) Modulation par un modulateur externe Mach-Zehnder (MZM).

Certaines applications telles que les radars ou la guerre électronique requièrent des performances en bruit contraignantes, avec idéalement un bruit d'intensité limité au bruit de grenaille sur une bande passante allant jusqu'à 20 GHz. Dans une liaison optique standard, la principale source de bruit est généralement le laser [13][14]. Aujourd'hui, des solutions pour réduire le bruit de la source laser ont déjà été proposées se basant sur des cavités lasers à grand facteur de qualité. Par exemple, un laser à fibre dont la cavité atteint une longueur de 5 m [15] ou un VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) à cavité externe présentant de très faibles pertes intra-cavité [16][17] permettent d'obtenir un faible bruit d'intensité sur une grande bande passante.

Dans ce chapitre, nous commencerons par étudier les différentes sources de bruit dans une liaison optique. Nous rappellerons ensuite les caractéristiques décrivant le comportement dynamique et le bruit d'intensité d'une source laser en nous focalisant sur les lasers à semiconducteur et nous verrons pourquoi l'utilisation d'une cavité à grand facteur de qualité permet de réduire efficacement le bruit du laser. Nous nous intéresserons alors aux différents travaux existants permettant de réduire efficacement le bruit d'intensité.

Cet état de l'art nous amènera à réfléchir sur les problèmes de compacité et d'intégration de telles sources optiques pour des systèmes nécessitant de faible encombrement. Nous discuterons alors de la possibilité de concevoir des lasers faible bruit sur des plateformes d'intégration et en particulier sur la plateforme vers laquelle nous nous dirigerons : La photonique sur Silicium. En effet, cette

dernière permet l'utilisation de guides à très faible pertes de l'ordre de 1 dB/cm [18] ainsi que la conception de filtres optiques à très grande finesse [19] qui seront deux facteurs importants pour la réalisation de laser de longue cavité.

I.2) Sources de bruit additif dans une liaison à détection directe

I.2.a) Formalisme de la description du bruit

Dans cette étude, nous cherchons à exprimer le bruit par sa densité spectrale de puissance sur la bande de fréquence qui nous intéresse pour nos applications, principalement de 100 MHz à 20 GHz. Commençons par définir les grandeurs nécessaires. Considérons un signal $P(t)$ présentant de petites fluctuations $\delta P(t)$ autour de sa valeur moyenne $\langle P \rangle$:

$$P(t) = \langle P \rangle + \delta P(t) \quad \text{Eq I. 1}$$

Pour notre étude, nous nous plaçons toujours en régime stationnaire, $\langle P \rangle$ ne dépend alors pas de l'instant de mesure t . La puissance des fluctuations et leurs caractéristiques temporelles sont décrites par la fonction d'auto-corrélation $\Gamma_{\delta P}$, donnée par l'équation suivante :

$$\Gamma_{\delta P}(\tau) = \langle \delta P(t) \delta P(t + \tau) \rangle \quad \text{Eq I. 2}$$

$\Gamma_{\delta P}$ contient l'information sur la manière dont la puissance de bruit est répartie dans le domaine fréquentiel. Or, selon le théorème de Wiener-Khintchine, la densité spectrale de puissance $W_{\delta P}$ d'un processus stochastique stationnaire au sens large est égale à la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation correspondante.

$$W_{\delta P}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_{\delta P}(\tau) e^{2\pi i f \tau} d\tau \quad \text{Eq I. 3}$$

Comme $W_{\delta P}(f)$ est une fonction paire, nous noterons par $S_{\delta P}(f)$ la densité spectrale de puissance de bruit :

$$S_{\delta P}(f) = 2W_{\delta P}(f) \quad \text{Eq I. 4}$$

En pratique, nous mesurons la puissance de bruit $\langle \delta P^2(t) \rangle_{\Delta f}$ autour d'une fréquence f à travers un filtre électrique passe bande de largeur Δf et de transmission égale à 1.

$$\langle \delta P^2(t) \rangle_{\Delta f} = S_{\delta P}(f) \Delta f \quad \text{Eq I. 5}$$

Cherchons maintenant à décrire le bruit en sortie d'une liaison optique hyperfréquence en utilisant le formalisme précédemment décrit.

I.2.b) Les différentes sources de bruit dans une liaison optique hyperfréquence

Nous distinguons 3 sources de bruits additifs dans une liaison optique-hyperfréquence :

Le bruit thermique est dû à l'agitation thermique induisant des variations permanentes du courant électrique dans la photodiode. L'expression de la densité spectrale de puissance associée au bruit thermique est :

$$S_{\delta i_{th}} = \frac{4k_B T}{R_{ph}} \quad \text{Eq I. 6}$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T est la température ambiante et R_{ph} la résistance de charge d'entrée de la photodiode.

Le bruit de grenaille ou « shot noise » provient de la nature discrète des charges qui portent le courant. Ce dernier est donc la superposition de courants impulsionnels générés à des instants aléatoires dans le temps et indépendants les uns des autres. L'expression de la densité spectrale de puissance associée au bruit de grenaille est :

$$S_{\delta i_{shot}} = 2q \langle I_{ph} \rangle \quad \text{Eq I. 7}$$

où q est la charge élémentaire et $\langle I_{ph} \rangle$ est le photocourant moyen. Il s'agit d'un bruit blanc.

Le bruit de la source optique provient principalement de l'émission spontanée. Les photons générés aléatoirement provoquent une fluctuation de la puissance optique émise autour de sa valeur moyenne $\langle P_{opt} \rangle$. Ce bruit est usuellement décrit par le bruit d'intensité relatif noté RIN (Relative Intensity Noise en anglais). Le RIN est défini de la manière suivante :

$$RIN(f) = \frac{S_{\delta P_{opt}}(f)}{\langle P_{opt} \rangle^2} \quad \text{Eq I. 8}$$

où $S_{\delta P_{opt}}(f)$ et $S_{\delta i_{ph}}(f)$ sont les densités spectrales de puissance des fluctuations de la puissance optique et du photocourant issu de la détection d'une puissance optique.

Ainsi l'expression de la densité spectrale de puissance de bruit provenant des fluctuations de la puissance optique détectée est la suivante :

$$S_{\delta i_{opt}} = \frac{4k_B T}{R_{ph}} + 2e \langle I_{ph} \rangle + RIN(f) \langle I_{ph} \rangle^2 \quad \text{Eq I. 9}$$

Nous mesurons la puissance électrique du bruit d'intensité P_{bruit} avec un analyseur de spectre électrique dont l'impédance d'entrée R_e est adaptée à la charge connectée à la photodiode R_{ph} . Ainsi la puissance électrique de bruit d'intensité total mesurée avec une résolution RBW est :

$$P_{bruit}(f) = R_{ph} \left[\frac{4k_B T}{R_{ph}} + 2e \langle I_{ph} \rangle + RIN(f) \langle I_{ph} \rangle^2 \right] RBW \quad \text{Eq I. 10}$$

I.2.c) Comparaison des contributions des sources de bruit additifs

Dans les liaisons optique-hyperfréquence, il est nécessaire d'obtenir un bon rapport signal à bruit, c'est-à-dire une puissance optique importante et un faible niveau de bruit. Or, pour un photocourant détecté suffisamment élevé, le RIN du laser devient la source principale de bruit.

Plaçons-nous par exemple dans le cas d'un laser DFB semiconducteur classique avec un RIN à la fréquence des oscillations de relaxation relativement élevé de -145 dB/Hz. La Figure I. 2 montre la puissance totale de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation mesuré avec une photodiode de résistance de charge de 50 Ohms à une température ambiante de 20°C.

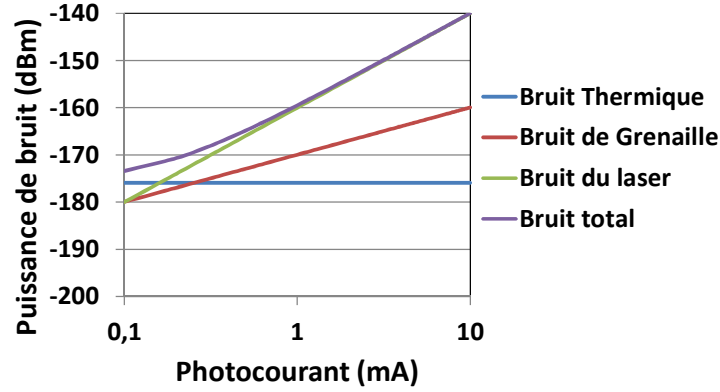


Figure I. 2 : Contribution des différentes sources de bruit à la puissance de bruit totale à la fréquence des oscillations de relaxation d'un laser DFB en fonction du photocourant mesuré.

Ces courbes montrent que le bruit du laser devient rapidement la source de bruit principale dégradant la transmission du signal lorsque le photocourant dépasse 0,5 mA. Le rapport signal à bruit RSB est défini par le rapport entre la puissance du signal P_{RF} et la puissance de bruit mesuré P_{bruit} :

$$RSB = \frac{P_{RF}}{P_{bruit}} = \frac{\frac{1}{2} R_{ph} m^2 \langle I_{ph} \rangle^2}{R_{ph} \left[\frac{4k_B T}{R} + 2e \langle I_{ph} \rangle + RIN(f) \langle I_{ph} \rangle^2 \right] RBW} \quad \text{Eq I. 11}$$

où m est la profondeur de modulation. Pour un photocourant suffisamment élevé, le numérateur et le dénominateur suivent une augmentation en $\langle I_{ph} \rangle^2$, le RSB tend donc vers une constante.

Ainsi l'amélioration du rapport signal à bruit dans une liaison optique passe par l'amélioration du bruit d'intensité du laser. Ce sera l'objet de notre étude. Dans le paragraphe suivant nous étudierons le comportement dynamique d'un laser pour pouvoir ensuite détailler l'expression du RIN du laser.

I.3) Equations dynamiques d'un laser à semiconducteur

I.3.a) Equation d'évolution

Le laser à semiconducteur (SC) est aujourd'hui le plus utilisé pour des raisons de coûts, d'encombrement et de rendement. Pour des applications nécessitant une faible consommation et une bonne compacité, il est le meilleur candidat pour répondre à ces attentes. Les matériaux semiconducteurs permettent la génération de lumière aux fréquences utilisées dans les télécoms - 1,3 μm et 1,5 μm – qui sont des fenêtres spectrales de transparence de la fibre optique.

Commençons par rappeler les équations décrivant le comportement statique et dynamique d'un laser. Les équations d'évolution du nombre de photons dans la cavité N_{ph} et du nombre de porteurs dans le milieu à gain N dans un laser sont les suivantes [20] :

$$\frac{dN}{dt} = \eta_i \frac{I}{q} - \gamma_e N - G N_{ph} \quad \text{Eq I. 12}$$

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = (G - \gamma_{cav}) N_{ph} + R'_{sp} \quad \text{Eq I. 13}$$

où η_i est le rendement électrique, I est le courant injecté dans le laser, q la charge élémentaire. G est le gain optique et R'_{sp} le taux d'émission spontanée en s^{-1} . γ_{cav} et γ_e sont les taux de décroissance du nombre de photons et du nombre de porteurs. La durée de vie des photons τ_p et la durée de vie des porteurs τ_e sont définies de la façon suivante :

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_{cav}} \quad \text{Eq I. 14}$$

$$\tau_e = \frac{1}{\gamma_e} \quad \text{Eq I. 15}$$

Le taux de décroissance du nombre de porteurs dépend principalement des matériaux à gain utilisés et du taux de pompage. Le taux de décroissance du nombre de photon dépend des pertes de la cavité. Pour un laser présentant une cavité fermée par deux miroirs de réflectivités R_{m1} et R_{m2} , son expression est la suivante :

$$\gamma_{cav} = v_g \alpha_i + v_g \left(\frac{1}{2L_{cav}} \ln \left[\frac{1}{R_{m1} R_{m2}} \right] \right) \quad \text{Eq I. 16}$$

où v_g est la vitesse de groupe, α_i les pertes linéiques. Nous définissons γ_i et γ_m les composantes de γ_{cav} décrites par les relations suivantes :

$$\gamma_i = v_g \alpha_i \quad \text{Eq I. 17}$$

$$\gamma_m = v_g \left(\frac{1}{2L_{cav}} \ln \left[\frac{1}{R_{m1} R_{m2}} \right] \right) \quad \text{Eq I. 18}$$

L'expression du gain optique G est la suivante :

$$G(N) = \frac{v_g a}{V_{za}} (N - N_{tr}) \quad \text{Eq I. 19}$$

où a est le gain différentiel, N_{tr} le nombre de porteur à la transparence. Seule la partie du mode contenue dans les puits quantiques est amplifiée par émission stimulée. Le reste se propage dans les zones dopées P et N. V_{za} représente donc le volume de la zone active d'amplification.

Au courant de seuil en régime stationnaire, le nombre de photons dans la cavité résultant de la compensation gain-pertes est globalement nul, Eq I. 12 s'écrit alors:

$$I_{th} = \frac{\gamma_e q}{\eta_i} N_0 \quad \text{Eq I. 20}$$

Où I_{th} est le courant de seuil, N_0 le nombre de porteurs à l'état stationnaire. Si nous considérons le régime stationnaire pour un courant injecté I supérieur à I_{th} et que nous négligeons le taux d'émission spontanée R'_{sp} , les équations Eq I. 12 et Eq I. 13 s'écrivent alors :

$$\eta_i \frac{I}{q} - \gamma_e N_0 = G(N_0) N_{ph0} \quad \text{Eq I. 21}$$

$$G(N_0) = \gamma_{cav} \quad \text{Eq I. 22}$$

Le nombre de photons moyen N_{ph0} est alors :

$$N_{ph0} = \frac{\eta_i}{q\gamma_{cav}} (I - I_{th}) \quad \text{Eq I. 23}$$

Nous pouvons alors en déduire la puissance optique qui varie linéairement avec le courant d'injection :

$$P_{opt} = h \frac{c}{\lambda} \nu_g \alpha_m N_{ph0} = \frac{hc}{\lambda q} \eta_d (I - I_{th}) \quad \text{Eq I. 24}$$

Où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, λ la longueur d'onde. η_d est le rendement quantique différentiel défini par :

$$\eta_d = \eta_i \frac{\gamma_m}{\gamma_{cav}} \quad \text{Eq I. 25}$$

I.3.b) Bande Passante de modulation

Dans un matériau semiconducteur, l'émission ou l'absorption de lumière est le résultat d'un échange entre la population de photons et la population de porteurs. Ainsi la modulation d'une des populations entraîne une modulation de l'autre. Nous obtenons un système dont nous définissons la fonction de transfert comme la variation de puissance en fonction de la variation de courant en nous plaçant dans le domaine fréquentiel. Notons $\Delta\tilde{P}_{opt}$ la transformée de Fourier de la variation de puissance optique et $\Delta\tilde{I}$ la transformée de Fourier de la variation de courant d'injection. En résolvant le système d'équation Eq I. 12 et Eq I. 13 et en se plaçant autour d'un courant d'injection où la puissance augmente linéairement avec le courant, nous obtenons la fonction de transfert de la modulation de puissance suivante :

$$H(f) = \left(\frac{\Delta\tilde{P}_{opt}}{\Delta\tilde{I}} \right) (f) = \frac{\eta_d hc / \lambda q}{1 - \left(\frac{f}{f_R} \right)^2 + i \frac{f}{\gamma_a}} \quad \text{Eq I. 26}$$

La fonction de transfert est représentée par la réponse d'un filtre du second ordre où f_R est sa fréquence de résonance et γ_a son taux d'amortissement. Le calcul de cette fonction de transfert est détaillé dans l'annexe A. Cette fréquence f_R est appelée fréquence des oscillations de relaxation. Elle est visible dans les lasers où le temps de vie des porteurs est supérieur au temps de vie des photons. Il s'agit d'un comportement dynamique dit de classe B [21]. Les expressions de f_R et de γ_a sont données par les équations suivantes :

$$f_r \simeq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\gamma_{cav} \gamma_e [r - 1]} \quad \text{Eq I. 27}$$

$$\frac{1}{\gamma_a} = \left[\frac{2\pi}{\gamma_{cav}} + \frac{\gamma_e}{2\pi f_r^2} \right] \quad \text{Eq I. 28}$$

Pour un laser semiconducteur classique, le temps de vie des porteurs est de l'ordre de quelques nanosecondes et la durée de vie des photons de l'ordre de quelques picosecondes. Nous sommes donc dans un régime dynamique de classe B. Nous verrons dans la suite que cette résonance se retrouve dans les spectres de bruits du laser.

I.4) Classification des dynamiques de laser et bruit d'intensité

I.4.a) Bruit d'intensité relatif

Les étapes de calcul du RIN sont détaillées dans l'annexe. Dans cette partie, nous étudierons l'expression du bruit relatif d'intensité du laser ainsi que les moyens d'action dont nous disposons pour le réduire. Dans le cas le plus général, l'expression du RIN d'un laser SC est donnée par l'équation suivante :

$$RIN(f) = \frac{4R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} \frac{\gamma_e^2 + (2\pi f)^2 + \frac{(2\pi f)^2}{R}}{((2\pi f_r + f)^2 + \Gamma_r^2)((2\pi f_r - f)^2 + \Gamma_r^2)} \quad \text{Eq I. 29}$$

où Γ_r est défini ainsi :

$$\Gamma_r = \frac{(2\pi f_r)^2}{2\pi \gamma_a} \quad \text{Eq I. 30}$$

Nous remarquons que la distribution spectrale du RIN n'est pas un bruit blanc et présente une résonance à la fréquence des oscillations de relaxation f_r . Or, si nous considérons le cas d'un laser DFB SC, la fréquence des oscillations de relaxation se situe classiquement entre 5 et 20 GHz, c'est-à-dire au centre de la bande de fréquence utilisé par les applications visées. La courbe suivante montre le spectre de RIN d'un laser DFB en InP de 500 μm de long conçu pour des applications télécoms.

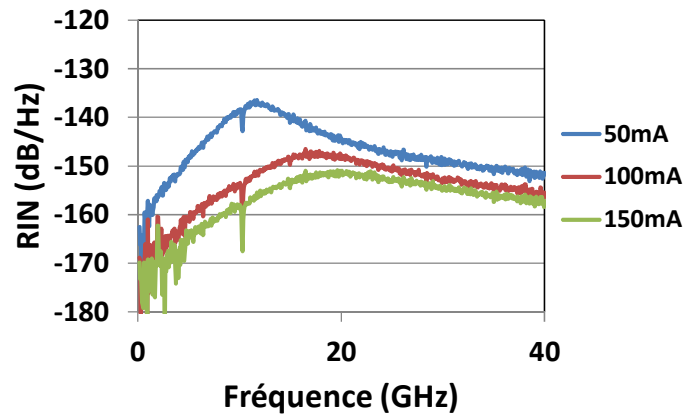


Figure I. 3 : Spectre de RIN d'un laser DFB en InP de 500 μm de long pour différents courants d'alimentation

La résonance présente sur la figure ci-dessus est incompatible avec les applications radars visées. C'est pourquoi pour concevoir des lasers faible bruit, nous chercherons à faire disparaître les oscillations de relaxation. Il est alors possible d'obtenir un bruit d'intensité en sortie de la liaison optique limité au bruit de grenaille.

I.4.b) Classification dynamique des lasers

Les oscillations de relaxation sont dues à une interaction entre les porteurs et les photons. Une variation du nombre de porteurs se traduit par une variation du nombre de photons. Cependant, il existe des dynamiques pour lesquelles cette interaction disparaît. Le comportement dynamique d'un laser est gouverné par trois constantes de temps : la durée de vie des porteurs : $\tau_e = \gamma_e^{-1}$, la durée de vie des photons : $\tau_p = \gamma_{cav}^{-1}$, et la durée de vie des cohérences optiques $\tau_{co} = \gamma_{co}^{-1}$. Nous distinguons alors les trois cas principaux suivants :

- Comportement dynamique dit de classe A : $\gamma_{cav} \ll \gamma_e \ll \gamma_{co}$

La population de porteurs dans le milieu actif suit instantanément les variations de la population de photons N et de la polarisation P du milieu. On dit que les porteurs sont éliminés adiabatiquement de la dynamique du laser. La dynamique du laser est alors décrite par la variable associée au champ électromagnétique : $E(t), \frac{dN}{dt} = 0, \frac{dP}{dt} = 0$

- Comportement dynamique dit de classe B : $\gamma_{cav}, \gamma_e \ll \gamma_{coh} ; \gamma_{cav} > \gamma_e$

Dans ce type de laser, seule la variation de la polarisation est suffisamment rapide pour être éliminée des équations du laser. La dynamique du laser est alors décrite par le champ et l'inversion de population : $E(t), N(t), \frac{dP}{dt} = 0$

- Comportement dynamique dit de classe C : $\gamma_{cav} \approx \gamma_e \approx \gamma_{co}$

Ici, les trois constantes de temps sont comparables. La dynamique du laser est alors décrite par les 3 variables : $E(t), N(t), P(t)$

La majorité des lasers utilisés aujourd'hui ont des dynamiques de classe B : Les lasers à semiconducteur classiques (Fabry-Pérot, DFB, DBR...), les lasers à état solide (Nd :YAG, Er-Yb :Verre, Ti : Saphir), ou les VCSELs. Certains lasers, comme les lasers à colorant ou les lasers à gaz atomiques sont de classe A. La classe C regroupe principalement des lasers émettant dans l'infrarouge très lointain comme les lasers à ammoniac [22].

I.4.c) Comparaison entre la dynamique de classe A et la dynamique de classe B

Dans cette étude, nous nous intéresserons aux lasers de classe A. Dans cette dynamique, l'absence des oscillations de relaxation permet d'obtenir un laser dont le bruit est limité au bruit de grenaille. En se plaçant à des fréquences inférieures à $1/2\pi\tau_e$, le module au carré de la fonction de transfert normalisée d'un laser de classe A est le suivant.

$$H_A^2(f) = \frac{\left(\frac{\gamma_{cav}}{2\pi} \frac{r-1}{r}\right)^2}{\left(\frac{\gamma_{cav}}{2\pi} \frac{r-1}{r}\right)^2 + f^2} \quad \text{Eq I. 31}$$

Le calcul est détaillé dans l'annexe A. Ainsi, la dynamique du laser est représenté par un filtre passe-bas du premier ordre dont la bande passante est donnée par :

$$\Delta f = \frac{\gamma_{cav}}{2\pi} \frac{r-1}{r} \quad \text{Eq I. 32}$$

Dans l'exemple ci-dessous, nous traçons les fonctions de transfert d'un laser de classe A et d'un laser de classe B. Sur la figure de gauche, la fonction de transfert est celle d'un laser de dynamique de classe A avec une durée de vie des photons de 10 ns, une durée de vie des porteurs de 1 ns et un taux de pompage de 3. Sur la figure de droite, la fonction de transfert est celle d'un laser de classe B avec une durée de vie des photons de 10 ps, une durée de vie des porteurs de 1 ns et un taux de pompage de 3.

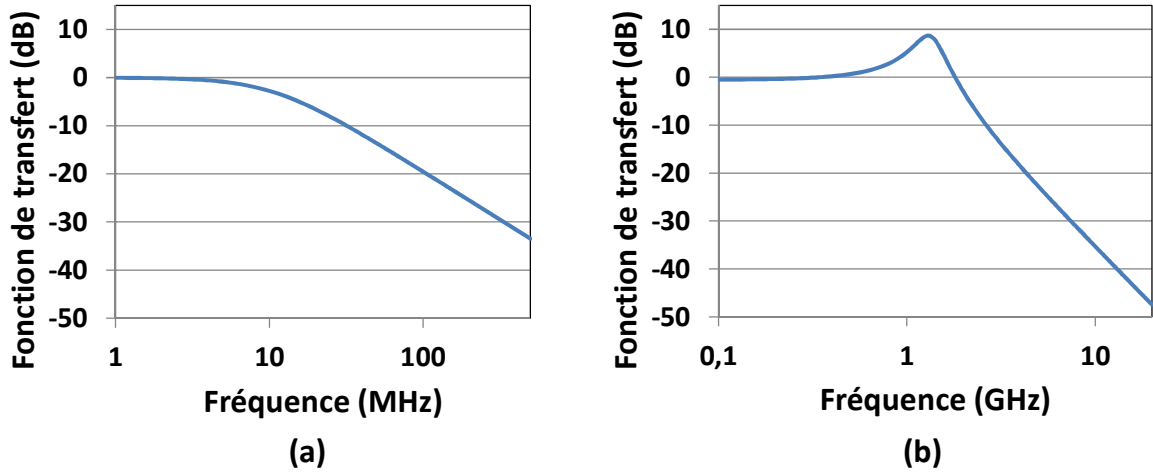


Figure I. 4 : Fonction de transfert (a) d'un laser de classe A avec $\tau_p = 10 \text{ ns}$, $\tau_e = 1 \text{ ns}$ et un taux de pompage $r = 3$ et (b) d'un laser de classe B avec $\tau_p = 10 \text{ ps}$, $\tau_e = 1 \text{ ns}$ et un taux de pompage $r = 3$.

Entre les deux courbes ci-dessus, seule la durée de vie des photons dans la cavité change. Pour une dynamique de classe A, une modulation d'intensité par modulation directe du taux de pompage est filtré pour des fréquences supérieures à 10 MHz. Pour une dynamique de classe B, la bande passante est bien plus grande, allant jusqu'à quelques GHz. Ainsi en l'absence d'oscillations de relaxation dans un laser de classe A, il est possible d'obtenir un bruit d'intensité faible. Dans une telle configuration, le bruit de la liaison optique n'est plus limité par le RIN du laser mais par le bruit de grenaille (voir Figure I. 2). Nous chercherons donc dans cette étude à atteindre une dynamique de classe A, c'est-à-dire à augmenter la durée de vie des photons τ_p au-delà de la durée de vie des porteurs τ_e . Nous chercherons donc à concevoir des lasers à grand facteur de qualité obtenu par une cavité longue ou une cavité à très faibles pertes.

I.5) Bruit d'intensité causé par le battement entre le mode oscillant et les modes non oscillants

Dans le paragraphe précédent, nous avons montré que les performances en bruit d'un laser sont principalement dégradées par les oscillations de relaxation. Cependant, d'autres résonnances peuvent apparaître dans les spectres de RIN. Il s'agit du bruit causé par le battement entre le mode principal et l'émission spontanée amplifiée contenue dans les modes latéraux. Ce battement se traduit dans le domaine électrique par des remontés de bruit dont la fréquence est déterminée par l'espacement entre les modes axiaux, c'est-à-dire par l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité laser. Pour un laser semiconducteur classique utilisé pour les télécoms dont la longueur est en dessous du millimètre, ces résonnances ont des fréquences élevées (> 20 GHz) et sont donc difficilement observées. Or pour diminuer l'influence des oscillations de relaxation (voir paragraphe précédent), nous chercherons à augmenter la longueur des cavités laser de quelques millimètres jusqu'à quelques centimètres. L'ISL de la cavité sera donc drastiquement réduit et la résonnance causée par le battement sera donc présente dans la bande passante 100 MHz-20 GHz visée par nos applications. Il est donc nécessaire de prendre en compte ces effets. Usuellement les modèles utilisés expriment le battement en fonction des paramètres de sortie du laser. Le modèle présenté dans ce paragraphe [14][23] considère les variations de l'amplitude du champ aux fréquences des modes longitudinaux de la cavité pour décrire le spectre de RIN.

I.5.a) Equations d'évolution pour les modes axiaux non oscillants :

Nous définissons le vecteur du champ électrique \vec{E} comme la somme des contributions des modes longitudinaux :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \sum_p \vec{U}_p(x, y, z) A_p(t) e^{i(2\pi\nu_p t - k_p z)} + c.c. \quad \text{Eq I. 33}$$

Où A_p est l'amplitude complexe du mode longitudinal d'ordre p à la fréquence ν_p . k_p est le nombre d'onde égal à $p = \frac{2\pi}{L_{cav}}$ et $\vec{U}_p(x, y, z)$ donne la structure spatiale de l'amplitude complexe du mode d'ordre p . Le complexe conjugué est noté c.c..

Les équations de Langevin permettent de décrire le champ dans un laser, aussi bien son amplitude que sa phase [23]. L'équation de Langevin d'évolution temporelle de l'amplitude du champ optique ainsi que l'équation d'évolution du nombre de porteurs sont les suivantes :

$$\frac{dA_p}{dt} = \frac{-\gamma_p}{2} A_p + \frac{K}{2} N A_p + \xi_p(t) \quad \text{Eq I. 34}$$

$$\frac{dN}{dt} = \eta_i \frac{I}{q} - \gamma_e N - \frac{2\sigma}{h\nu} N \sum_p |A_p|^2 + F_N(t) \quad \text{Eq I. 35}$$

où K est le taux d'émission stimulée donné par $K = \sigma/cV_{cav}$ où σ est la section efficace de la transition laser et V_{cav} le volume occupé par le champ dans la cavité. γ_p est le taux d'amortissement dans la cavité de l'intensité du mode d'ordre p et traduit les pertes supplémentaires subies par ce mode par rapport au mode oscillant. Dans ce manuscrit, nous utiliserons principalement des lasers constitués d'une cavité Fabry-Pérot dans laquelle un filtre intra-cavité assure le comportement

monomode. Nous ne considérons donc que les quelques premiers modes longitudinaux. Par filtrage optique, les modes d'ordres plus élevés ont des intensités optiques négligeables. Nous pouvons donc considérer K indépendant de l'ordre p et le gain constant car nous ne considérons que les modes proches du mode oscillant. h est la constante de Planck, $\xi_p(t)$ est la force de Langevin complexe représentant l'amplitude de l'émission spontanée tombant dans le mode d'ordre p . $F_N(t)$ représente l'amplitude aléatoire complexe de la force de Langevin alimentant les fluctuations du nombre de porteurs. L'émission spontanée est émise avec une phase aléatoire, ξ_p et F_N sont donc de valeur moyenne nulle.

Le calcul du taux d'amortissement des modes longitudinaux γ_p dépend du filtrage optique utilisé. Nous considérons que le filtre est centré sur le mode principal. Il se décompose de la manière suivante :

$$\gamma_p = \gamma_{cav} + \delta\gamma_p = \gamma_{cav} + \frac{c}{2 * L_{cav}} 2[1 - T(\nu_p)] \quad \text{Eq I. 36}$$

Où T est la fonction de transmission du filtre optique intra-cavité. Dans ce manuscrit, les lasers considérés présenteront un taux d'extinction des modes secondaires fort allant de 30 dB à 60 dB. Pour obtenir les solutions stationnaires des équations d'évolution précédemment citées, nous considérons que la valeur moyenne de l'amplitude du champ du mode d'ordre p est nulle : $\langle A_0 \rangle = 0$; $\forall p \neq 0$. Nous obtenons alors :

$$\langle N \rangle = \frac{\gamma_{cav}}{K} = N_0 \quad \text{Eq I. 37}$$

$$\langle A_0 \rangle = \frac{\gamma_e}{2\sigma} h\nu(r - 1) \quad \text{Eq I. 38}$$

Où $r = I_{th}/I$ est le taux de pompage, N_0 est le nombre de porteurs au seuil. Pour décrire la réponse dynamique du laser, nous introduisons les termes de fluctuations a_0 , a_p et n autour des solutions stationnaires précédentes :

$$N(t) = N_0 + n(t) \quad \text{Eq I. 39}$$

$$A_0(t) = \langle A_0 \rangle + a_0(t)e^{i\varphi_0(t)} \quad \text{Eq I. 40}$$

$$A_p(t) = a_p(t)e^{i\varphi_p(t)} \quad \text{Eq I. 41}$$

Où a_0 et a_p sont les amplitudes réelles, et φ_0 et φ_p les phases optiques. En réinjectant ces équations dans les équations d'évolution, nous obtenons :

$$\frac{dn}{dt} = -r\Gamma n - \gamma_{cav} \frac{2\Gamma}{K} (r - 1) \frac{a_0}{\langle A_0 \rangle} + F_N(t) \quad \text{Eq I. 42}$$

$$\frac{da_0}{dt} = \frac{K}{2} \langle A_0 \rangle n + \xi'_0(t) \quad \text{Eq I. 43}$$

$$\frac{da_p}{dt} = -\frac{\delta\gamma_p}{2} a_p + \xi'_p(t) \quad \text{Eq I. 44}$$

Où $\xi'_0(t) = \text{Re}[\xi_0(t)e^{-i\varphi_0(t)}]$ et $\xi'_p(t) = \text{Re}[\xi_p(t)e^{-i\varphi_p(t)}]$

Nous remarquons que les variations des champs optiques des modes d'ordre supérieur sont indépendantes des autres variables du système. Nous pouvons donc les étudier séparément.

I.5.b) RIN aux fréquences des modes latéraux

Le calcul du RIN aux fréquences des modes latéraux se fait de façon analogue au calcul du RIN du mode oscillant (voir Annexe A). En référence [24], la densité spectrale de puissance de $\xi'_p(t)$ est :

$$W_{\xi'_p}(f) = \frac{\gamma_{cav}}{2} \frac{\langle A_0^2 \rangle}{N_{ph0}} \quad \text{Eq I. 45}$$

Nous obtenons le spectre des fluctuations d'amplitude du mode latéral d'ordre p en prenant la transformée de Fourier de l'équation d'évolution du champ du mode d'ordre p puis nous en déduisons la densité spectrale de puissance $a_p(t)$:

$$W_{a_p}(f) = \frac{\gamma_{cav}}{2} \frac{\langle A_0^2 \rangle}{N_{ph0}} \frac{1}{(2\pi f)^2 + (\delta\gamma_p/2)^2} \quad \text{Eq I. 46}$$

Dans le calcul du RIN, il faut prendre en compte que le bruit à une fréquence $f_p = p * ISL$ provient du battement du mode qui oscille avec les modes secondaires d'ordre p et -p. Dans ce manuscrit, nous utiliserons toujours des techniques de filtrage symétrique considérées centrées sur le mode principal. Nous pouvons alors écrire :

$$RIN_p(f) = \frac{W_{a_p}(f) + W_{a_{-p}}(f)}{\langle A_0 \rangle^2} = \frac{\gamma_m \gamma_{cav} h \nu_0}{P_{out}} \frac{1}{(2\pi(f - f_p))^2 + (\delta\gamma_p/2)^2} \quad \text{Eq I. 47}$$

Où γ_m est le taux de décroissance du nombre de photons dû à la transmission du miroir de sortie. Remarquons que l'amplitude de la résonance d'ordre p est contrôlée notamment par l'effet du filtre sur le mode d'ordre p. Prenons comme exemple un laser dont la cavité est de longueur millimétrique. La fréquence du bruit de battement peut alors être en deçà de 20 GHz. Pour un taux d'extinction des modes secondaires de l'ordre de 45 dB, la résonance qui apparait dans le spectre de RIN a alors une amplitude de l'ordre de -145 dB/Hz.

I.5.c) Conclusion

Dans ce paragraphe, nous avons vu que le RIN du laser n'est pas seulement dégradé par la résonance causée par les oscillations de relaxation mais aussi par la présence d'un battement entre le mode qui oscille et les modes secondaires. Ainsi si notre premier objectif est de s'approcher une dynamique de classe A, il faudra aussi prendre en compte ce second effet. Nous chercherons donc à concevoir des filtres de grande finesse pour obtenir une bonne extinction des modes secondaires.

Ce point sera d'autant plus critique que nous avons vu dans la partie précédente que pour atteindre une dynamique de classe A, nous devons augmenter les longueurs de cavité des lasers. Nous aurons ainsi des difficultés à obtenir une extinction des modes secondaires aussi bonne que pour des cavités plus petites. De plus, nous diminuerons aussi fortement l'ISL de la cavité laser. Les résonances

dues aux battements se rapprocheront des fréquences basses. Par exemple, pour une cavité de 1 cm, l'ISL de notre cavité est de l'ordre de quelques GHz, c'est-à-dire au milieu de la bande de fréquence de nos applications. Nous risquons de remplacer l'excès de bruit dû aux oscillations de relaxation par celle dû aux bruits de battements.

I.6) Dynamique de classe A : Etat de l'art

I.6.a) Augmenter la durée de vie des photons

Certains lasers comme les lasers à gaz ou à colorant sont par construction de classe A. Cependant leur fort cout de fabrication, leur encombrement et leur rendement énergétique faible les rendent peu intéressants d'un point de vue industriel. C'est pourquoi les lasers à semiconducteur sont autant utilisés. Or, la durée de vie des porteurs dans un milieu semiconducteur est de l'ordre de 100 ps-10 ns et les durée de vie des photons dans les cavités lasers classiquement utilisé (DFB, Fabry-Pérot) est plutôt de l'ordre de 10 ps. Pour atteindre la condition : $\tau_e \ll \tau_p$, il est nécessaire d'augmenter cette dernière jusqu'à quelques nanosecondes. La durée de vie des photons peut s'écrire ainsi :

$$\tau_p = \frac{L_{cav}}{c \left[\ln \left[\frac{1}{R_{m1}R_{m2}} \right] + \alpha_{i_{actif}}L_{actif} + \alpha_{i_{passif}}L_{passif} \right]} \propto \frac{L_{cav}}{Pertes} \quad \text{Eq I. 48}$$

Où $\alpha_{i_{actif}}$ et L_{actif} sont les pertes linéiques et la longueur de la partie active de la cavité et $\alpha_{i_{passif}}$ et L_{passif} les pertes linéiques et la longueur de la partie passive. La durée de vie des photons τ_p prend la forme d'un rapport $L_{cav}/Perte$ où $Perte$ représente l'ensemble des pertes de la cavité. Ainsi, les deux moyens d'action pour augmenter τ_p sont d'agrandir la longueur de la cavité et de minimiser les pertes internes. Or une augmentation de la longueur de la cavité est souvent synonyme de pertes supplémentaires. Si nous prenons l'exemple d'un laser SC en InP, comme les pertes par absorption dans le matériau dopé p (Intervalence Band Absorption) sont de l'ordre de 100-200 dB/cm en fonction du dopage [25], il sera nécessaire d'utiliser des guides passifs non-dopés pour allonger la cavité. Cependant les pertes linéiques de ce type de guide sont typiquement de l'ordre de 1-10 dB/cm. Ces valeurs restent trop élevées et rendent l'obtention de la dynamique de classe A difficile à atteindre.

I.6.b) Etat de l'art des lasers semiconducteurs de classe A

Deux directions sont explorables pour obtenir des lasers présentant une dynamique de classe A en utilisant des matériaux SC : Utiliser des cavités longues ou utiliser des cavités à grande finesse.

Un des premiers travaux sur le sujet utilise une cavité étendue fibrée. Dans la référence [15], un laser constitué d'une puce III-V insérée dans un anneau de fibre de 5 mètres présente un comportement dynamique de classe A. En effet, les très faibles pertes linéiques de la fibre optique de l'ordre de 0.3 dB/km permettent d'étendre fortement la longueur de la cavité sans induire de pertes excessives empêchant le fonctionnement du laser. Cependant, la très grande longueur de la cavité rend son filtrage optique difficile. Pour cela, un filtre Fabry-Pérot de grande finesse ($F=200$) et un filtre de Bragg ont été insérés dans la cavité et un contrôle par un asservissement est nécessaire pour supprimer les dérives de la longueur du filtre dues aux instabilités mécaniques et thermiques.

Une seconde approche a été de considérer des cavités plus courtes mais à haut facteur de qualité. En référence [17], une solution prometteuse utilise des structures à émission par la surface (VCSEL) qui sont des architectures qui présentent très peu de pertes. Ce composant en matériau semiconducteur est inséré dans une cavité en espace libre de 7 mm de longueur et est pompé optiquement. Le filtrage se fait alors en utilisant un étalon Fabry-Pérot non traitée inséré dans la cavité. La figure ci-dessous rassemble un schéma du composant ainsi qu'un spectre de RIN. Le spectre de RIN montre un bruit d'intensité limité au bruit de grenaille sur la plage de fréquence 100 MHz-40 GHz à l'exception d'une remontée de bruit autour de 20 GHz correspondant au bruit de battement.

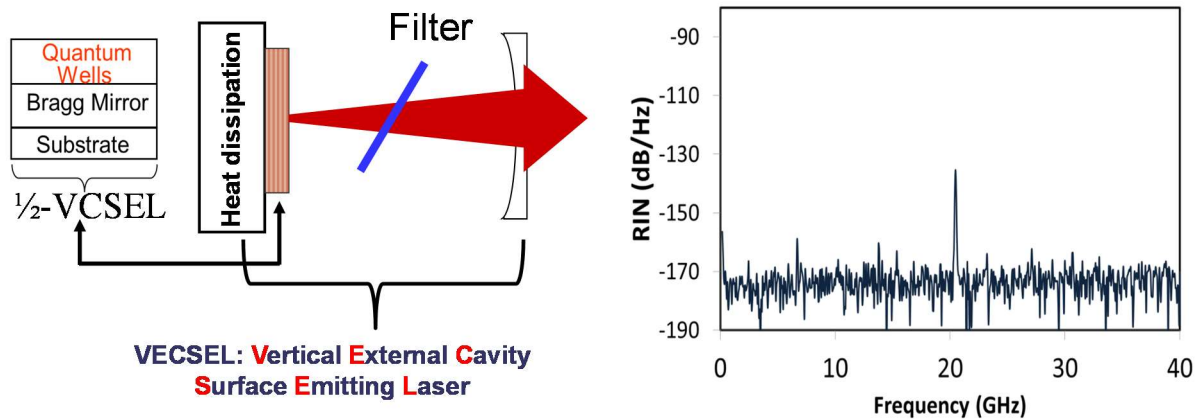


Figure 1. 5 : A gauche : Schéma d'un prototype de laser classe A reposant sur une structure VCSEL pompé optiquement insérée dans une cavité en espace libre de 7mm de long. A droite : Spectre de RIN sur une plage de fréquence 100 MHz-40 GHz (Source [17])

La mesure des spectres de RIN de ces deux types de conceptions montre des lasers présentant une dynamique de classe A. Le RIN du laser est donc très faible et le bruit d'intensité relatif est limité par le bruit de Grenaille. Malheureusement, de tels designs sont encombrants et sont difficilement intégrables pour des applications embarquées. Par exemple en référence [17], le prototype du VECSEL (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser) a un volume de $70 \times 70 \times 65 \text{ cm}^3$. De plus, une telle architecture est sensible aux variations thermiques et aux vibrations mécaniques. C'est pourquoi des travaux sur la compacité d'un tel composant ont été réalisés et l'utilisation de plateformes d'intégration envisagée.

La référence [26] montre un premier pas réalisé vers des composants compacts. Une puce SC est couplée à une section de fibre incluant un réflecteur de Bragg. Ce miroir est conçu pour avoir une faible bande passante en réflexion pour assurer un comportement monomode. La cavité est donc à cheval entre la section SC qui génère le gain, et la fibre qui augmente la taille de la cavité et assure la fonction de filtrage des modes Fabry-Pérot. Les matériaux SC ne représentent qu'une faible partie de la cavité et les pertes par absorption dans les matériaux dopés sont donc limitées. Les résultats présentés montrent un bruit quasi-blanc sur la bande de fréquence [1 GHz, 20 GHz]. Le composant final présenté est un module butterfly de quelques millimètres de long présenté sur la figure ci-dessous.

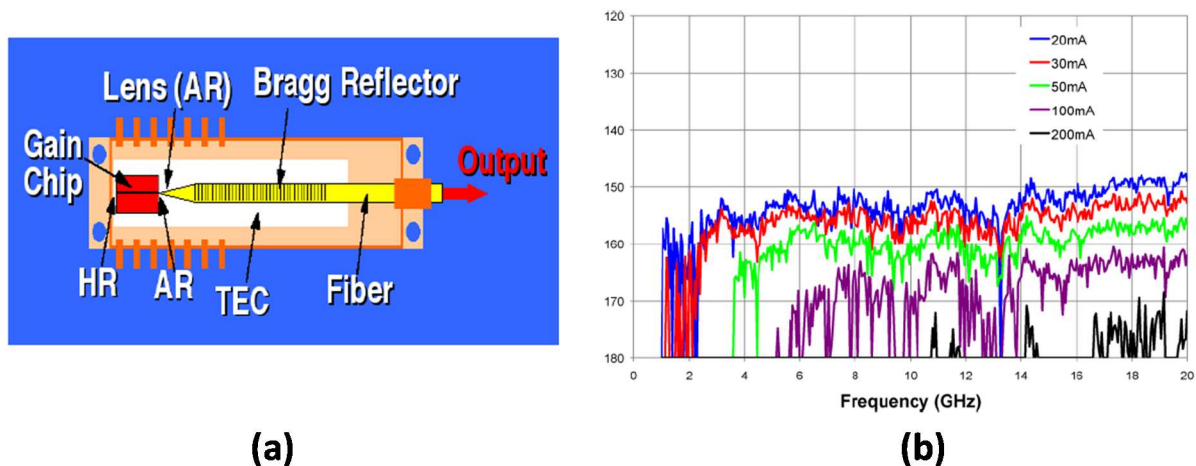


Figure I. 6 : (a) Schéma d'un laser composé d'une puce semiconducteur couplée à une fibre contenant un miroir de Bragg. (b) Spectre de RIN. (Source [26])

Une autre approche serait d'améliorer la compacité du laser VECSEL présenté précédemment (Figure I. 5) en utilisant une structure MEMS (Micro-Electro-Mechanical System) [27] permettant un pompage électrique. Il serait alors envisageable d'obtenir un prototype plus compacte dont l'encombrement est limité à 1 à 5 cm³. Cependant, nous sommes encore loin des dimensions que l'utilisation d'une plateforme d'intégration pourrait permettre. En effet, le grand avantage de telles plateformes est de proposer des circuits photoniques intégrés (PIC) rassemblant plusieurs fonctions tels que des lasers, modulateurs, multiplexeurs, etc... sur une même puce de quelques millimètres de long. Le second intérêt est l'économie d'échelle réalisée lors de la fabrication de plaques contenant des milliers de composants. Nous avons vu que les solutions en SC III-V sont à proscrire à cause des fortes pertes dans les matériaux. En revanche, la photonique sur silicium semble être prometteuse. Aujourd'hui, cette plateforme est en plein développement pour les applications télécoms. L'utilisation du silicium dans l'industrie de l'électronique nous lègue une bonne connaissance du matériau et des capacités de production économiques. Mais les points les plus importants pour nos applications sont les faibles pertes qu'atteignent les guides Silicium. Les guides classiques à section rectangulaire (appelé guide STRIP) présentent des pertes de l'ordre de quelques dB par centimètre [18]. Des structures plus complexes permettent de descendre en dessous de 1 dB/cm comme les guides ruban [28].

En exemple, la référence [29] montre un laser intégré visant à atteindre des faibles niveaux de bruit. La technique utilisée est le flip-chip. Il s'agit de coupler les guides d'entrée et de sortie de deux puces : la première est un RSOA en matériaux III-V qui génère la lumière. La seconde est une puce silicium rassemblant le miroir de sortie ainsi que la fonction de filtrage qui va rendre la cavité Fabry-Pérot monomode. Les spectres de RIN présentés sur la figure ci-dessous montrent la présence d'oscillation de relaxation. Le laser n'est pas de classe A mais il s'agit d'un premier pas vers un laser intégré présentant un faible bruit d'intensité.

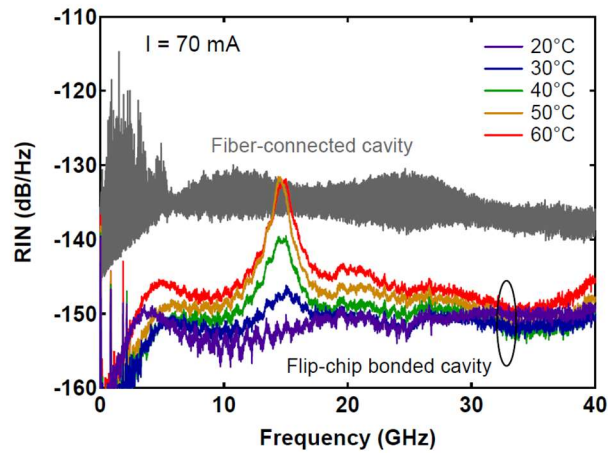


Figure I. 7 : Courbes de RIN d'un laser hybride photonique sur silicium utilisant la technique de Flip-Chip pour différentes températures. (Source [29])

I.7) Comparaison des différentes plateformes d'intégration

Il existe plusieurs plateformes d'intégration permettant la réalisation de PIC. Les plus développées sont présentées dans le tableau ci-dessous. Nous y comparons les pertes linéiques, les rayons de courbures autorisés pour apprécier le niveau de compacité, ainsi que les fonctions optiques qu'elles proposent :

Plateforme	Silica Planar Lightwave Circuit (Silica PLC)	III-V	Silicon Nitride	Silicium fin (<500nm)
Fabrication	Plaque Si: implantation d'ions pour former les guides	Plaque III-V : gravure de guide III-V et passivation	Plaque Si	Plaque Si : gravure de guide Si et oxidation
Pertes linéiques	0,05 dB/cm	1-10 dB/cm	< 0,01 dB/cm	0.1-2 dB/cm
Rayon de courbure	5 mm	0.5-1 mm	1-5 cm	10-100 μ m
Fonctions optiques	Passive	Passive, laser, modulateur, photodiode	Passive	Passive, modulateur, photodiode

Tableau I. 1 : Comparaisons des différentes plateformes d'intégration

La première plateforme à avoir été développée dès les années 1970 [30] est la plateforme Silica Planar Lightwave Circuit (Silica PLC). La lumière est guidée dans des guides dont le cœur est de la silice dopée. Le très faible contraste d'indice (de l'ordre de 1.5%) permet une propagation de la lumière avec de faibles pertes et le développement de fonctions passives de bonne qualité telles que le multiplexeur présentés dans [31]. Cependant les rayons de courbures imposés par le matériau rendent les circuits de grande taille (> 5 mm).

La plateforme III-V autorise la fabrication de lasers, SOAs, modulateurs par électro-absorption, de photo-détecteur et toutes fonctions passives. Aujourd'hui, ce support est largement utilisé dans le monde industriel mais ne répond pas à nos exigences en pertes. Il est donc très difficile actuellement de concevoir des lasers longs de l'ordre du centimètre présentant une dynamique de classe A

La plateforme SiN utilisant des guides en Nitrure de Silicium encapsulés dans de la silice permet d'atteindre des niveaux de pertes extrêmement bas. En effet, certains laboratoires ont montré des pertes de l'ordre de 0.1 dB par mètre comme par exemple l'université de Santa Barbara [32] en utilisant des guides d'épaisseur très faible (< 100 nm) et très large ($6-8 \mu\text{m}$) ou encore Lionix [33] qui utilise une toute autre approche avec un guide dont le cœur est en silice et la gaine en nitrure de silicium. Malheureusement ces guides nécessitent l'utilisation de grands rayons de courbures de l'ordre du centimètre ce qui augmente fortement les dimensions des composants réalisés. Par ailleurs cela peut être un grand handicap dans la réalisation du filtre nécessaire à l'obtention d'une émission monomode. Cette plateforme reste cependant intéressante pour nos applications. Des travaux [34] ont été réalisés pour atteindre des dimensions comparables à la plateforme SOI que nous utiliserons, mais les niveaux de pertes obtenus ne sont alors plus intéressants.

La plateforme SOI (Silicon On Insulator) utilise des guides de silicium fins (épaisseurs < 500 nm) encapsulés dans de la silice. Les pertes linéiques sont de l'ordre de 1 dB/cm. Le fort contraste d'indice entre la silice et le silicium permet un fort confinement dans les guides et donc de faible rayon de courbure. Cette plateforme permet donc la réalisation de fonctions passives nécessitant de faible dimension comme des filtres en anneaux qui seront un élément clé de nos conceptions. Par ailleurs la plateforme SOI a l'avantage de permettre la conception de modulateurs en dopant le silicium ou de photodiodes en faisant croître du Germanium [35].

Il est important de rappeler que le silicium présente un band-gap indirect et ne permet pas la génération de lumière de façon efficace. Cependant, différentes méthodes existent pour obtenir des lasers en utilisant ces plateformes. La lumière est générée dans des matériaux SC III-V puis transférée dans le guide passif Si en utilisant différentes méthodes comme par exemple le flip-chip présenté dans la référence [29] ou par couplage évanescent entre une plaque de matériaux III-V collé sur une plaque de silicium. Dans le cadre de ce manuscrit, c'est cette dernière méthode qui sera utilisée. Elle est explicitée dans le paragraphe suivant.

I.8) La plateforme photonique sur Silicium

I.8.a) Guides optiques en silicium

La figure ci-dessous représente une plaque silicium ainsi que les deux types de guides que nous utiliserons dans ce manuscrit : Guide RIB et guide STRIP. Les plaques SOI comportent un substrat en Si, une couche appelée BOX (Buried OXide) en SiO_2 et le guide optique en Si.

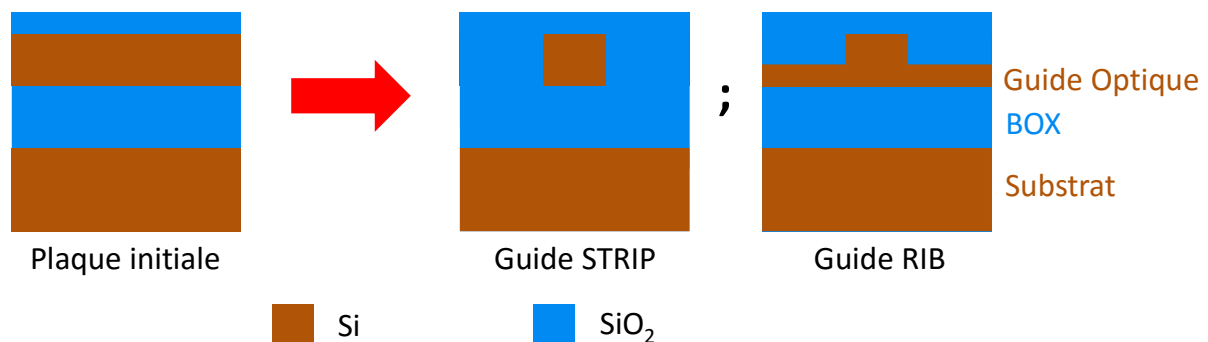


Figure I. 8 : Fabrication des guides classiquement utilisés sur la plateforme SOI.

La box a une épaisseur entre 1 et 3 μm . La couche de silicium constituant le guide à une épaisseur comprise entre 220 nm et 500 nm. Le guide optique est réalisé par lithographie extrême ultraviolet (deep-UV en anglais). Leur épaisseur varie selon les besoins entre 220 nm et 500 nm. La largeur des guides est choisie pour obtenir un guide monomode. Il est possible de réaliser différentes formes de guide ayant chacune des propriétés bien différentes. Dans la Figure I. 8 sont présentés les guides les plus utilisés, qui sont ceux qui nous intéresseront dans la suite. Le guide STRIP (bande en anglais) a une section rectangulaire, le guide RIB (pour ribbon : ruban en anglais) n'est que partiellement gravé, laissant une couche fine de silicium. Ces points seront développés dans le chapitre II (paragraphe II.2.a).

I.8.b) Matériaux III-V

Si les guides optiques en silicium permettent la fabrication d'un très grand nombre de composant passifs, plusieurs difficultés empêchent d'obtenir facilement des sources optiques sur silicium. Tout d'abord rappelons que le band-gap du silicium est indirect [36] et induit une recombinaison radiative des porteurs comme le montre la Figure I. 9(a). Il est donc nécessaire d'utiliser d'autres matériaux pour générer de la lumière. Cependant, comme le montre la Figure I. 9(b), il n'existe pas de matériau semiconducteur dont le paramètre de maille permet sa croissance sur du silicium.

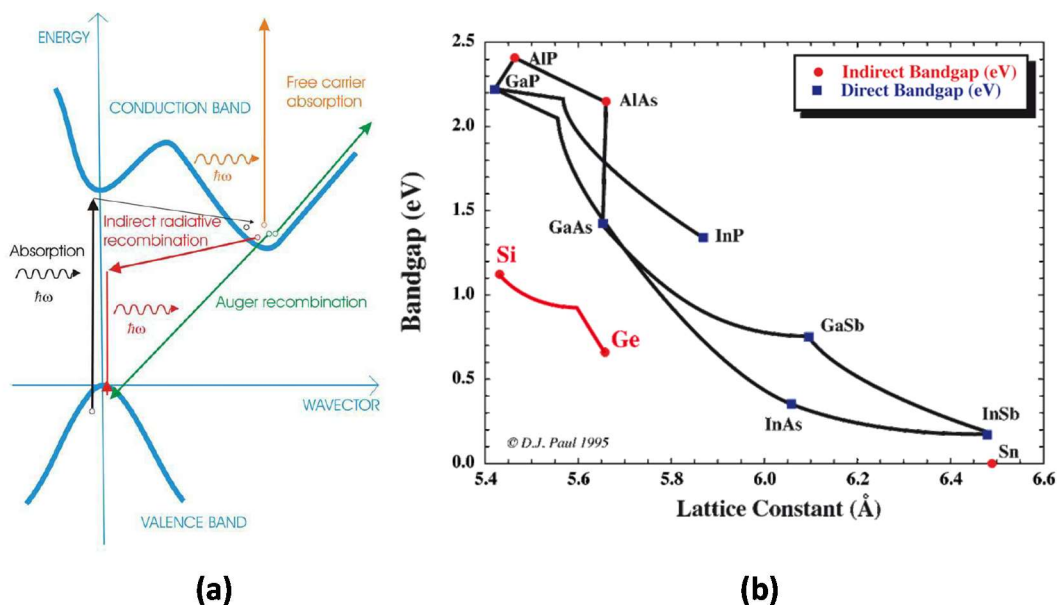


Figure I. 9 : (a) Diagramme de bande du silicium, (b) Bande interdite et paramètre de maille du silicium et des différents matériaux SC

Seul le phosphate de gallium a un paramètre de maille adapté à celui du Silicium. Cependant sa bande interdite n'est pas adaptée pour les longueurs d'ondes utilisées en télécom. Des travaux se sont dirigés vers l'utilisation du Germanium. En effet, sa bande interdite autorise la réalisation de modulateurs et de photodétecteurs de bonne qualité [37]. Cependant la fabrication de ces composants passe par l'utilisation d'une couche tampon de Germanium non cristallin pour compenser la désadaptation du paramètre de maille. En référence [38], des lasers Germanium sur Silicium ont été réalisés. Cependant, il s'agit d'un matériau qui émet naturellement à des fréquences au-delà de 1.6 μm . Il est possible d'obtenir des lasers à 1.55 μm en imposant des contraintes au matériau. Il s'agit d'une technologie très prometteuse mais pour l'instant peu mature.

La solution la plus utilisée actuellement est la technique de Flip-chip déjà mentionnée dans le paragraphe I.6.b). Le principe est de coupler la lumière entre une puce en SC dont la fonction se limite à générer la lumière, et une deuxième puce en silicium pour les fonctions passives. Cette méthode est largement employée par les grands acteurs de la photonique sur silicium comme Luxtera [39], Fujitsu [29] ou Kotura [40].

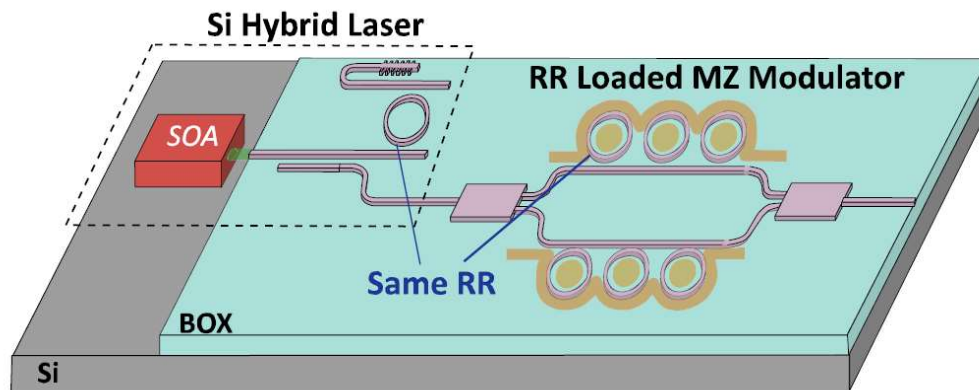


Figure I. 10 : Schéma d'un laser hybride suivi d'un modulateur Mach-Zehnder de Fujitsu [29]

Malheureusement cette solution nécessite un alignement entre le guide en III-V et le guide en silicium avec une grande précision. D'autres laboratoires comme le III-V Lab mais aussi l'université de Californie-Santa-Barbara, Intel, Aurion ou l'IMEC à Ghent-Belgique utilisent le collage moléculaire d'une plaque III-V sur une plaque de silicium. L'alignement entre la partie III-V et le silicium ne se fait plus de façon individuelle. Il se fait de façon collective en utilisant des techniques de lithographie. Il existe différentes techniques de collage. Nous présenterons ici les trois principales.

- La technique de collage la plus simple à mettre en œuvre est d'utiliser une couche tampon entre les deux plaques avec un polymère comme le BCB (Benzocyclobutene). Le BCB permet de lisser les imperfections et les particules présentes sur les surfaces. La force mise en place assurant le collage est la capillarité.

- la deuxième technique est la technique du collage moléculaire [41][42]. C'est la technique que nous utilisons au III-V lab. La plaque en III-V est collée directement sur la couche d'oxyde de la plaque en silicium. Cette couche aide par ailleurs le transfert thermique entre les matériaux SC et la plaque silicium facilitant le refroidissement du laser. Elle fait typiquement moins de 100 nm d'épaisseur. Les forces mises en place sont les forces de Van der Waals. Ce collage est beaucoup plus sensible aux défauts de surface et nécessite une très bonne maîtrise du processus.

- La troisième technique est la technique de collage métallique [43]. Des tranchées sont creusées dans le silicium et du métal est déposé dans le fond. La structure III-V est alors insérée dans la tranchée et du silicium amorphe est utilisé pour combler l'espace entre les deux matériaux. Le couplage entre le guide silicium et le guide III-V nécessite une grande précision lors de la réalisation du guide III-V.

Les étapes de fabrication concernant les matériaux III-V c'est-à-dire les zones actives se font après le collage.

I.8.c) Etapes de fabrication de lasers hybrides par collage moléculaire

Les procédés de fabrication ne seront pas étudiés dans ce manuscrit. Un résumé général des étapes de fabrication est présenté dans la figure ci-dessous :

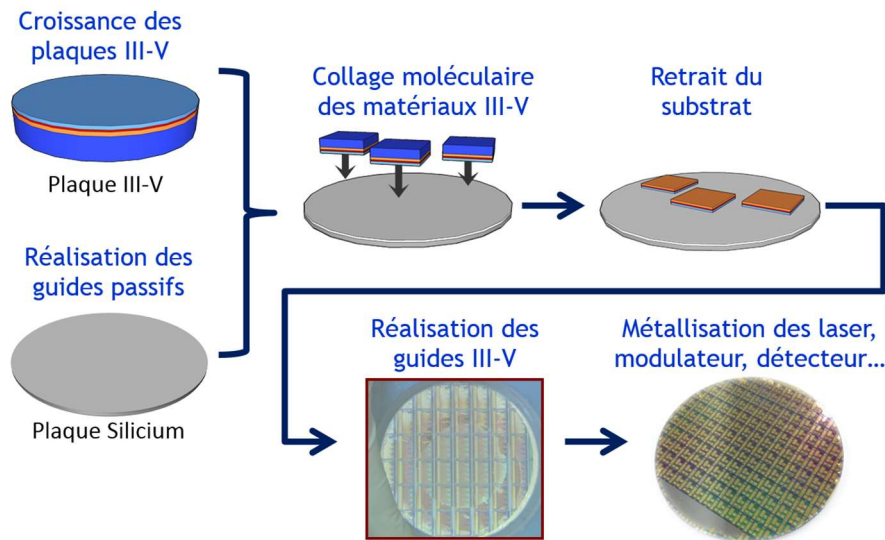


Figure I. 11 : Etapes de fabrication de lasers hybrides III-V sur Silicium par collage moléculaire

Les plaques de silicium (200 mm ou 300 mm de diamètre) sont réalisées dans les salles blanches du CEA leti. Les guides et motifs passifs sont gravés dans le silicium. Une couche d'oxyde de silicium est alors déposée recouvrant les guides servant de protection et dans la suite de couche de collage. Elle subit alors une étape de planarisation dont la qualité est critique pour la réussite du collage

En parallèle, des plaques d'InP principalement de 2 ou 3 pouces (50 ou 76 mm) sont produites. Dans une optique d'industrialisation, certaines fonderies comme le CEA Leti cherchent à utiliser des plaques pouvant atteindre 4 à 6 pouces. Il est important de noter que l'ordre de croissance des couches est inversé par rapport à la fabrication d'une plaque III-V classique. La croissance des matériaux sur le substrat commence par les couches en InP dopé p, puis les couches relatives aux puits quantiques et enfin l'InP dopé n.

En effet, l'étape suivante est le collage moléculaire des plaques InP sur les plaques silicium. Les plaques InP sont alors retournées dans le but de laisser le substrat accessible. Il est ensuite possible de le retirer pour accéder aux couches d'InP dopées. La plaque en silicium présente donc différentes zones recouvertes d'InP qui sont découpées. La plaque finale a une dimension de 2 ou 3 pouces.

Les étapes finales sont tout d'abord la réalisation des guides actifs présents dans différents composants qui sont principalement les lasers, les amplificateurs (SOA), les modulateur à électro-absorption (MEA) et les photodiodes. La métallisation clôture le processus de fabrication. Cette étape permet de définir des contacts électriques pour les éléments comprenant une zone active mais aussi l'ajout de chauffetterre servant entre autre à accorder des filtres optiques ou modifier des sections de phase.

I.9) Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons commencé par décrire les différentes sources de bruit additif dans une liaison optique-hyperfréquence qui sont le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit d'intensité du laser. C'est ce dernier qui est prépondérant. Plus précisément, dans le cas d'une liaison optique utilisant des lasers à semiconducteur, les oscillations de relaxation sont la cause principale de bruit. Elles provoquent une résonance dans le spectre de bruit d'intensité à des fréquences de quelques GigaHertz qui dégradent les performances de bruit du laser. C'est pourquoi nous nous dirigeons vers des lasers de classe A, libérés de leurs oscillations de relaxations. Cette dynamique est atteinte quand la durée de vie des photons devient grande devant la durée de vie de l'inversion de population (c'est-à-dire des porteurs dans un SC) dans le milieu à gain.

Nous avons ensuite présenté les premières solutions proposées pour atteindre une dynamique de classe A en utilisant des lasers à semiconducteur. Mais nous avons pu voir que la compacité est une problématique importante pour l'utilisation de ces technologies par exemple pour des applications embarquées. Nous nous sommes donc tournés vers les plateformes d'intégration et plus précisément vers la Photonique sur Silicium. En effet, elle permet l'utilisation de guides présentant de faibles pertes de propagation autorisant la réalisation de lasers avec des cavités longues, tout en gardant un volume de laser très faible (puces de quelques mm^2). Pour pallier l'absence de gain optique du silicium, cette plateforme utilise différentes techniques pour coupler la lumière générée par un matériau semiconducteur. Le Flip-Chip - couplage entre une puce SC et une puce Silicium - est actuellement la plus utilisée. Cependant dans une optique industrielle, le collage moléculaire de matériaux SC sur une plaque est de plus en plus utilisé et est la technique vers laquelle nous nous dirigeons.

Cette thèse aura donc pour objectif de concevoir des lasers classe A faible bruit en utilisant la photonique sur silicium. Le chapitre suivant se focalisera sur la description de l'architecture d'un laser hybride III-V sur silicium ainsi que des différentes sources de pertes inhérentes à ce type de composant.

-
- [12] A. Cook and J. Stern, "Optical fiber access-perspectives toward the 21st century", IEEE Communications Magazine, 1, p.78 (1994)
 - [13] C.H. Cox, E.I. Ackermann, G.E. Betts and J.L. Prince, "Limits on the performance of RF-over-fiber links and their impact on device design", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 54, PP. 906-920 (1996)
 - [14] G. Baili, "Contribution à la réduction du bruit d'intensité relative des lasers à semiconducteurs pour des applications aux radars", Thèse de doctorat, Université Paris XI (mai 2008)
 - [15] G. Baili, M. Alouini, C. Moronvalle, D. Dolfi and F. Bretenaker, "Broad-bandwidth shot-noise limited class-A operation of a monomode semiconductor fiber-base ring laser", Opt. Lett. 31, 62-64 (2006)
 - [16] G. Baili, M. Alouini, F. Bretenaker, D. Dolfi, I. Sagnes and A. Garnache, "Shot-noise-limited operation of a monomode high-cavity-finesse semiconductor laser for microwave photonics applications", Opt. Lett. 32, 650-652 (2007)
 - [17] G. Baili, L. Morvan, G. Pillet, D. Dolfi, S. Bouchoule, Z. Zhao,... & F. Bretenaker "High power and ultra-low noise VECSEL for high dynamic range and wideband microwave optical links". In Microwave Photonics (MWP), 2013 International Topical Meeting on (pp. 278-281). IEEE. (2013, October)
 - [18] Y. Vlasov, S. McNab, "Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends" Optics express, 12(8), 1622-1631 (2004)
 - [19] B.E. Little, J.S. Foresi, G. Steinmeyer, E.R. Thoen, S.T. Chu, H.A. Haus, ... & W. Greene, "Ultra-compact Si-SiO₂ microring resonator optical channel dropping filters". Photonics Technology Letters, IEEE, 10(4), 549-551. (1998)
 - [20] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "Semiconductor Lasers", Vol. 1. Van Nostrand Reinhold, second edition (1993)
 - [21] J. R. Tredicce, F. T. Arecchi, G. L. Lippi and G. P. Puccioni, "Instabilities in lasers with an injected signal", J. Opt. Soc. Am. B, 2, pp. 173-182 (1985)

-
- [22] C. Fabre and J. P. Pocholle, "Les lasers et leurs applications scientifiques et médicales", Collection de la Société Française d'Optique (SFO) (1996-2002)
- [23] F. Bretenaker, C. Drag, "Physique des lasers" Hal archives-ouvertes. Id : fo-00334462 (2008)
- [24] G. Baili, F. Bretenaker, M. Alouini, L. Morvan, D. Dolfi & I. Sagnes, "Experimental investigation and analytical modeling of excess intensity noise in semiconductor class-A" lasers. *Journal of Lightwave Technology*, 26(8), 952-961. (2008)
- [25] J. Taylor, V. Tolstikhin, "Intervalence band absorption in InP and related materials for optoelectronic device modeling" *Journal of Applied Physics*, 87(3), 1054-1059. (2000).
- [26] P. A. Morton, Z. Mizrahi, "Low-cost, low-noise hybrid lasers for high SFDR RF photonic links". In *IEEE Avionics, Fiber-Optics and Photonics Digest CD*. (2012)
- [27] H. Halbritter, C. Sydlo, B. Kogel, F. Riemenschneider, H.L. Hartnagel, P. Meissner, "Impact of Micromechanics on the Linewidth and Chirp Performance of MEMS-VCSELs" in *Selected Topics in Quantum Electronics*, *IEEE Journal of*, vol.13, no.2, pp.367-373, March-april 2007
- [28] U. Fischer, T. Zinke, J-R. Kropp, F. Arndt, K. Petermann "0.1 dB/cm waveguide losses in single-mode SOI rib waveguides," *Photonics Technology Letters*, *IEEE*, vol.8, no.5, pp.647-648, May 1996
- [29] S. Tanaka, S.H. Jeong, S. Sekiguchi, T. Kurahashi, Y. Tanaka, & K. Morito, "High-output-power, single-wavelength silicon hybrid laser using precise flip-chip bonding technology". *Optics express*, 20(27), 28057-28069. (2012)
- [30] S.E. Miller, "Integrated Optics: An Introduction", *Bell Syst. Tech. J.*, 48, 2059-2069, 1969.
- [31] C. Doerr and K. Okamoto, "Advances in Silica Planar Lightwave Circuits," *J. Lightwave Technol.* 24, 4763-4789 (2006)
- [32] Jared F. Bauters, Martijn J. R. Heck, Demis D. John, Jonathon S. Barton, Christiaan M. Bruinink, Arne Leinse, Ren G. Heideman, Daniel J. Blumenthal, and John E. Bowers, "Planar waveguides with less than 0.1 dB/m propagation loss fabricated with wafer bonding", *Optics Express Vol. 19*, pp. 24090-24101 (2011)
- [33] <http://lionixbv.nl/images/items/LionixTriplex%20flyer.pdf>
- [34] S.C. Mao, S.H. Tao, Y.L. Xu, X.W. Sun, M.B. Yu, G.Q. Lo, & D.L. Kwong. "Low propagation loss SiN optical waveguide prepared by optimal low-hydrogen module." *Optics express*, 16(25), 20809-20816. (2008)
- [35] L. Vivien, J. Osmond, J.-M. Fédéli, D. Marris-Morini, P. Crozat, J.-F. Damlencourt, E. Cassan, Y. Lecunff, and S. Laval, "42 GHz p.i.n Germanium photodetector integrated in a silicon-on-insulator waveguide" *Opt. Express* 17, 6252-6257 (2009)
- [36] L. Pavesi, "Routes toward silicon-based lasers," *Materials today*, vol. 8, no. 1, 2009
- [37] L. Vivien & L. Pavesi, "Handbook of silicon photonics." Taylor & Francis. (2013)
- [38] J. Liu, L.C. Kimerling and J. Michel, *Semicond Sci. Technol.* 27 (2012)
- [39] C. Gunn, "CMOS Photonics for High-Speed Interconnects," *Micro, IEEE*, vol.26, no.2, pp.58,66, March-April 2006
- [40] A.J. Zilkie, B.J. Bijlani, P. Seddighian, D.C. Lee, W. Qian, J. Fong, R. Shafiiha, D. Feng, B.J. Luff, X. Zheng, J.E. Cunningham, A.V. Krishnamoorthy, M. Asghari, "High-efficiency hybrid III-V/Si external cavity DBR laser for 3- μ m SOI waveguides," *Group IV Photonics (GFP)*, 2012 *IEEE 9th International Conference on*, vol., no., pp.317,319, 29-31 Aug. 2012
- [41] A. W. Fang, H. Park, Y.-H. Kuo, R. Jones, O. Cohen, D. Liang, O. Raday, M. N. Sysak, M. J. Paniccia, J. E. Bowers, "Hybrid silicon evanescent devices", *Materials Today*, vol. 10, Issues 7-8, p. 28-35, 2007
- [42] G. Roelkens, J. Van Campenhout, J. Brouckaert, D. Van Thourhout, R. Baets, P. Rojo Romeo, P. Regreny, A. Kazmierczak, C. Seassal, X. Letartre, G. Hollinger, J.-M. Fedeli, L. Di Cioccio, C. Lagahe-Blanchard, "III-V/Si photonics by die-to-wafer bonding", *Materials Today*, vol. 10, Issues 7-8, p.36-43, 2007
- [43] T. Hong, G.-Z. Ran, T. Chen, J.-Q. Pan, W.-X. Chen, Y. Wang, Y.-B. Cheng, S. Liang, L.-J. Zhao, L.-Q. Yin, J.-H. Zhang, W. Wang and G.-G. Qin, "A Selective-Area Metal Bonding InGaAsP-Si Laser," *Photonics Technology Letters*, vol. 22, Aug. 2010

Chapitre II : Conception et optimisation des pertes d'un laser hybride III-V sur Silicium

Table des matières

II.1) Introduction	33
II.2) Laser hybride monomode en III-V sur Si	33
II.2.a) Les guides passifs en Silicium	34
Optimisation des dimensions du guide en Si droit :	34
Optimisation des guides non-droits : rayons de courbure et forme du virage	37
II.2.b) Coupleur directionnel en Silicium	41
Fonctionnement d'un coupleur directionnel :	41
Effet des virages sur le coupleur	44
II.2.c) Miroir de Bragg	44
Bande passante du réseau	45
II.2.d) Miroir de Sagnac	46
II.2.e) Zone active	47
II.2.f) Transition du guide actif vers le guide passif	49
Largeur du guide silicium	49
Optimisation de la longueur de la transition	50
II.2.g) Optimisation des pertes de propagation dans l'InP dopé P	52
II.3) Filtrage spectral d'un laser hybride III-V/Si	53
II.3.a) Résonateur en anneau	54
II.3.b) Filtre spectral composé d'un résonateur en anneau	56
II.3.c) Filtres spectraux composés de plusieurs éléments	58
Filtre composé d'un anneau résonant et d'un MZI	59
Filtre composé de deux anneaux résonnants	61
II.4) Caractérisation de laser hybride III-V sur Silicium	62
II.4.a) Caractéristique puissance/courant et spectre optique	63
Filtre composé d'un anneau et d'un MZI	63
Filtre composé de deux anneaux	64
II.4.b) Bruit d'intensité relatif	65
Mesure sur plaque	65
Mise en module	67

II.5) Origines de la remontée de bruit basse fréquence (< 500 MHz)	68
II.6) Conclusion	70

II.1) Introduction

Dans le chapitre 1, nous avons montré que le bruit additif dans une liaison optique hyperfréquence est introduit par le bruit d'intensité relatif de la source laser. Pour réduire le RIN d'un laser SC à un niveau de bruit proche du niveau bruit de grenaille sur une large bande de fréquences, il est nécessaire de concevoir un laser ayant une dynamique dite de classe A. Avec un comportement dynamique de classe A, les porteurs sont éliminés adiabatiquement dans le système d'équation décrivant la dynamique du laser, et les oscillations de relaxation sont supprimées. Ces dernières sont responsables d'une résonance dans le spectre de bruit du laser à des fréquences RF autour de quelques GHz. Nous cherchons à rendre le temps de vie des photons dans la cavité plus grand que le temps de vie des porteurs dans le milieu à gain. Nous avons donc besoin d'augmenter la taille de la cavité et/ou de diminuer les pertes intra-cavité. Grâce aux faibles pertes dans les guides en Si, la photonique sur silicium semble permettre de telles conceptions.

Dans ce chapitre, nous commencerons par décrire la structure des lasers hybrides en III-V sur Si sur laquelle nous nous sommes basés pour concevoir des lasers III-V sur Si de dynamique classe A [44][45]. Nous présenterons les différents éléments optiques qui composent la cavité laser, en apportant une attention particulière aux pertes optiques ainsi que les différentes voies que nous pourrions explorer pour améliorer ces pertes. L'objectif de ce chapitre est de comprendre le fonctionnement des lasers hybrides. L'optimisation de la longueur de la cavité et du temps de vie des photons permettant d'atteindre une dynamique de classe A sera développée dans le chapitre 3.

En fin de chapitre nous présenterons des mesures de bruit réalisées sur des lasers hybrides de classe B dont la longueur de la cavité n'est que de quelques millimètres. De ces dernières, nous pourrions extraire les temps de vie des photons et des porteurs ainsi que les pertes intra-cavité réelles.

II.2) Laser hybride monomode en III-V sur Si

Dans le chapitre 1, nous avons montré que l'obtention d'un laser SC avec un comportement dynamique de classe A passe par l'optimisation des deux points suivants :

- Augmenter la longueur de la cavité laser
- Diminuer les pertes optiques perçues par le mode laser

Ainsi, nous nous sommes intéressés à la conception de laser dont la cavité présente deux régions distinctes: une zone active de longueur raisonnable ($400\text{ }\mu\text{m}$ -1 mm) pour obtenir le gain optique et une zone passive constituée de guides en silicium rassemblant les miroirs ainsi que la fonction de filtrage. Comme les guides en silicium ont de faibles pertes de propagation, il est alors envisageable d'allonger de manière significative la cavité sans augmenter de façon excessive les pertes intra-cavité. La figure suivante représente une architecture typique d'un laser en III-V sur Si.

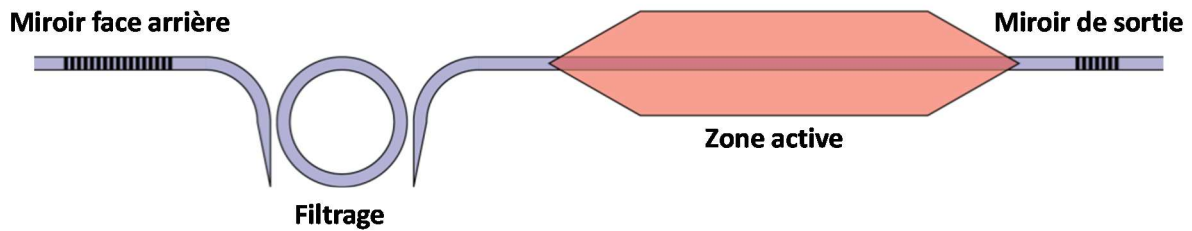


Figure II. 1 : Schéma de la structure d'un laser hybride à anneau résonant. Les miroirs face arrière et de sortie sont des miroirs de Bragg.

La lumière est générée dans la zone active qui est constituée d'un guide en matériaux III-V. Elle est ensuite renvoyée par couplage évanescent dans des guides optiques en silicium. Pour obtenir l'effet d'amplification laser, la cavité est fermée par deux miroirs de Bragg, telle que le schématise la figure précédente. Afin d'obtenir une émission monomode axiale, nous utilisons des filtres optiques représentés par ici par un anneau résonant en Silicium. En pratique et selon la longueur du guide passif utilisé, il sera nécessaire d'utiliser un filtrage plus complexe, mettant en jeu plusieurs anneaux ou des formes de filtres optiques plus exotiques. Dans les paragraphes suivants, nous présenterons de façon exhaustive les différents éléments optiques du laser, leur conception ainsi que leur optimisation.

II.2.a) Les guides passifs en Silicium

Optimisation des dimensions du guide en Si droit :

L'utilisation d'une plateforme technologique telle que celle du CEA-Leti, nous impose quelques paramètres de dimensionnement du guide. Par exemple, l'épaisseur de la couche initiale de silicium dans la plaque ainsi que les niveaux de gravures sont préalablement définis par la plateforme technologique du CEA Leti. Ainsi, l'épaisseur maximale de guide accessible est l'épaisseur initiale de la dalle (nommée « slab » en anglais) de silicium, i.e. 500 nm. Nous déclinerons les guides en Si en fonction de leur épaisseur, tout en sachant que cette dernière sera inférieure à 500 nm. En pratique, les deux facteurs déterminant le dimensionnement du guide optique sont les suivants :

- Les pertes totales dans le guide en Si, qu'il soit droit ou avec des changements de rayons de courbures
- La propagation monomode dans le guide en Si

Dans le présent paragraphe, nous discuterons des pertes optiques des guides en Si droits, i.e. sans virage. Il s'agit de guides en silicium (Si) encapsulés dans de la silice (SiO_2). Le fort contraste d'indice entre les deux matériaux ($n_{\text{Si}} = 3.47$ contre $n_{\text{SiO}_2} = 1.44$ à $1.55 \mu\text{m}$) permet un guidage fort de la lumière. Nous représentons dans la Figure II. 2 les trois variantes de guides en Si que nous nous proposons d'étudier dans un premier temps: STRIP300, RIB300 et RIB500. Les guides STRIP (bande en anglais) sont entièrement gravés et ont une section rectangulaire. Les guides RIB (de l'anglais Ribbon=bande) sont partiellement gravés : le mode optique s'étale dans la dalle de Si.

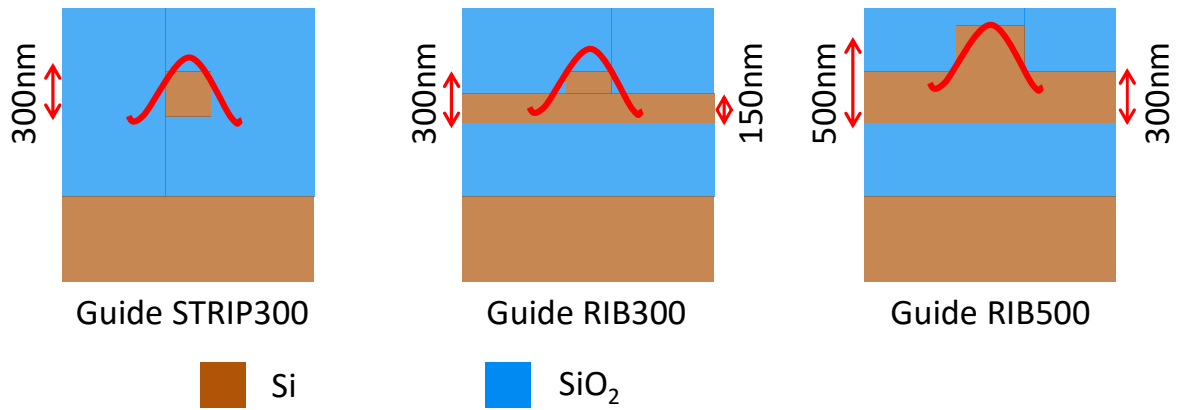


Figure II. 2 : Schéma des différents guides utilisés : Guide STRIP300, RIB300 et RIB500.

La gaussienne tracée en rouge représente schématiquement le mode optique et son recouvrement avec le guide en Si. Considérons par exemple le guide noté RIB300. Sa hauteur est de 300 nm, ses flancs sont gravés de 150 nm et la largeur du ruban est de 450 nm. Comme ses dimensions sont grandes, une part importante de la puissance du mode optique est confinée dans le guide. Le confinement dans le Silicium est de 83.3 %. Pour un guide de dimensions plus petites, par exemple le guide appelé STRIP300 d'épaisseur 300 nm, et de largeur 450 nm, le confinement du mode optique dans le silicium est de 77.4 %. A l'inverse, le guide RIB500 de hauteur 500 nm et de largeur 550 nm a un confinement du mode optique dans le silicium égal à 94.2%. Rappelons que le guide en Si est obtenu après une gravure plasma. Cette dernière induit des rugosités sur les faces verticales du guide qui sont responsables des pertes de propagation dans les guides droits. Les guides RIB présentent donc l'avantage de limiter le recouvrement entre le mode optique avec les surfaces rugueuses du guide. La Figure II. 3 montre une simulation de la répartition de la puissance optique du mode dans des guides STRIP300 et RIB300. Le guide STRIP300 a une hauteur de 300 nm et une largeur de 350 nm. Le guide RIB300 a une épaisseur de 300 nm, une largeur de 450 nm et les flancs sont gravés de 150 nm.

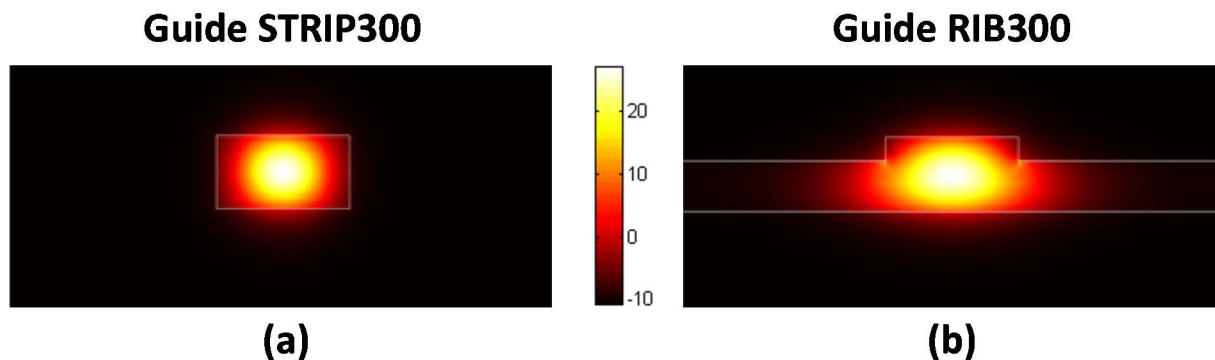


Figure II. 3 : Résultats de la simulation de la répartition de la puissance optique du mode dans le guide optique en Si pour deux guides différents. (a) Guide STRIP300 : Hauteur 300 nm, Largeur 350 nm. (b) Guide RIB300 : Hauteur 300 nm, Gravure 150 nm, Largeur 450 nm

Afin de mesurer les pertes de propagation de ces différents guides, nous avons fabriqué des motifs de tests présentant des longueurs variables. La figure ci-dessous montre le masque utilisé pour la fabrication des guides STRIP300 de longueur égale à 1 cm, 5 cm et 10 cm.

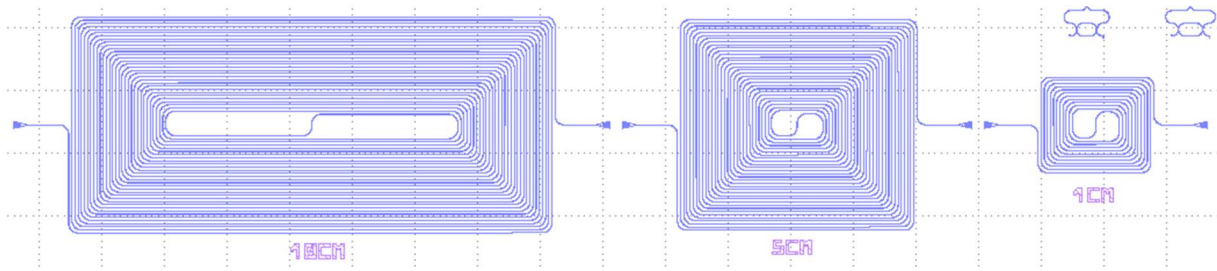


Figure II. 4 : Masque de motifs de test de guide STRIP300 de largeur 350 nm

Des motifs comparables ont été réalisés pour les guides RIB300 et RIB500. Le tableau ci-dessous compare les valeurs de pertes linéiques de ces différents guides :

	STRIP300	RIB300	RIB500
Confinement dans le Si	77.4 %	83.3 %	94.2 %
Perte linéique	3.8 dB/cm	1.7 dB/cm	0.5 dB/cm

Tableau II. 1 : Comparaison des pertes linéiques des 3 types de guides utilisés : STRIP300, RIB300 et RIB500.

Les résultats obtenus montrent clairement que le guide RIB500 présente moins de pertes (0.5 dB/cm) que le guide STRIP300 (3.8 dB/cm). Par ailleurs, nous confirmons ainsi que plus le confinement du mode optique dans le guide en silicium est proche de 1, plus les pertes linéiques sont faibles. Pour un laser dont la cavité est courte, les pertes de propagation restent faibles. Par exemple, pour une cavité de 1 mm, les pertes de propagation sont de 0.38 dB en utilisant des guides STRIP300 ce qui reste négligeable devant les autres sources de pertes. Cependant, notre objectif est d'agrandir les cavités de façon significative pour atteindre une dynamique de classe A. Ainsi, pour une cavité de 10 cm, l'utilisation de guide RIB500 permettra de limiter les pertes de propagation à 5 dB contre 38 dB pour des guides STRIP300.

Dans le paragraphe précédent, nous avons présenté le dimensionnement du guide en termes de hauteur et de profondeur de gravure du ruban, tout en gardant sa largeur fixe. Ici, nous présentons la démarche à suivre pour choisir la largeur du guide optique. La largeur du guide est déterminante pour l'obtention d'une propagation monomode transverse. En général, dans les lasers en III-V, les modes TE d'ordre supérieur ont un très faible recouvrement avec la zone active. Ainsi, la différence de gain optique entre le mode fondamental et les modes d'ordres supérieurs suffit pour obtenir une émission laser monomode transverse. Or dans des cavités laser plus complexes telles que celles que nous considérons, certains éléments comme les guides en virage peuvent coupler la puissance optique du mode TE fondamental vers les modes TE d'ordres supérieurs. Ainsi il est important de déterminer la largeur critique des guides pour laquelle ils deviennent multimodes transverses. La figure ci-dessous, montre l'évolution de l'indice effectif des modes TE₀₀ et TE₀₁ dans un guide en silicium de type STRIP300 d'une hauteur fixe égale à 300 nm et pour une largeur variable de 100 nm à 800 nm. Sur cette figure et dans la suite du manuscrit, les titres des axes n'indiquant pas d'unité représentent des grandeurs sans unité.

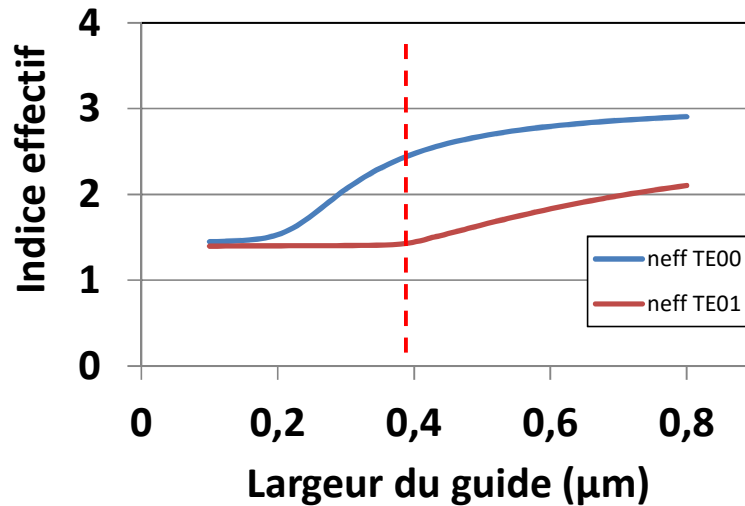


Figure II. 5 : Indices effectifs des modes TE00 et TE01 pour un guide STRIP de hauteur 300 nm pour la longueur d'onde 1550 nm simulés avec le logiciel Fimmwave.

Pour de faibles largeurs de guide, inférieures à 200 nm, l'indice effectif des modes atteint une valeur limite de 1.44 qui correspond à l'indice de la silice. Le mode optique se propage donc dans la silice sans subir d'influence du silicium. En augmentant la largeur du guide optique, l'indice effectif augmente en passant par un changement de pente traduisant que les modes optiques considérés deviennent guidés dans le silicium. Comme nous souhaitons que le guide soit monomode transverse, il nous faudra choisir une largeur de guide pour laquelle seul le mode fondamental est guidé. La valeur limite supérieure de la largeur du guide est indiquée par la ligne en pointillé dans la Figure II. 5.

Pour résumer, nous choisissons l'épaisseur du guide et la profondeur de gravure du ruban de façon à minimiser les pertes de propagation dans le guide. Rappelons que ces dernières sont dues aux rugosités sur les facettes du guide. Ensuite, nous choisissons la largeur du guide afin d'assurer une propagation monomode transverse. Le tableau ci-dessous présente les dimensions choisies pour le guide en Si :

	STRIP300	RIB300	RIB500
Hauteur du guide	300 nm	300 nm	500 nm
Profondeur de gravure du ruban	300 nm	150 nm	200 nm
Largeur	350 nm	450 nm	550 nm

Tableau II. 2 : Dimensions (hauteur, profondeur de gravure et largeur) des trois types de guides utilisés : STRIP300, RIB300 et RIB500

Optimisation des guides non-droits : rayons de courbure et forme du virage

L'utilisation de guides d'onde courbes est nécessaire pour la conception de filtres optiques en anneaux. C'est également nécessaire pour pouvoir allonger la cavité laser, jusqu'à quelques cm, tout en gardant une taille de puce de quelques millimètres. Dans ce paragraphe, nous discuterons des pertes optiques dues aux rayons de courbure du virage du guide optique ainsi que de la forme du virage.

Les deux principales sources de pertes dans les virages sont d'une part les pertes radiatives dues à la courbure et d'autre part les pertes induites par la transition entre le mode qui se propage dans le guide droit et celui du virage :

- Les pertes radiatives : elles peuvent être expliquées phénoménologiquement en utilisant la notion de front d'onde. Dans le cas d'un guide courbe, le front d'onde n'est pas constant du fait que la vitesse tangentielle de la phase augmente lorsque le rayon de courbure augmente. Lorsque celle-ci devient supérieure à la vitesse de la lumière, l'énergie du mode guidé est rayonnée [46]. Les pertes de radiation sont fortement dépendantes du rayon de courbure et du facteur de confinement du guide.
- Les pertes de désadaptation du mode guidé: les modes du guide courbe et du guide droit possèdent une répartition spatiale et un indice effectif différent. Lors du passage de l'un à l'autre, ces différences entraînent des pertes dues au mauvais recouvrement des champs et à la différence d'indice effectif, c'est-à-dire, la réflexion en entrée et en sortie de courbure [47].

Les pertes radiatives dépendent fortement du guide utilisé et peuvent être faible. Par exemple en référence [48] pour un guide STRIP de hauteur de 220 nm et de 445 nm de large, il a été montré des pertes de 0.013 dB/virage pour un virage de 2 μm de rayon de courbure. Cependant, pour la conception de cavités de plusieurs centimètres, nous nous dirigeons vers des guides de type RIB. Or nous avons vu que dans ces guides, le mode optique s'étale dans la dalle de Si rendant le guide plus susceptible de causer des pertes radiatives. L'utilisation de rayons de courbure plus grands est alors nécessaire.

De plus, les mesures réalisées sur des motifs de tests ont montré que les pertes de désadaptation entre le guide courbe et le guide droit deviennent prépondérantes devant les pertes radiatives. Par exemple sur des guides RIB500, pour des virages de 100 μm de rayon de courbure, nous avons mesuré des pertes de l'ordre de 0.2 dB/virage. Or, nous avons prévu par la simulation des propriétés du guide courbe seul, des pertes radiatives de l'ordre de 0.005 dB/virage. Cette différence réside donc dans la présence des transitions entre les guides droits et les guides courbes. En effet, le front d'onde d'un mode se propageant dans un guide droit n'est pas le même que celui d'un mode se propageant dans un guide courbe. Le changement brusque dans le rayon de courbure lors de ces transitions provoque donc des pertes importantes.

Après intégration de ces transitions dans le programme de simulation (Fimmwave), nous obtenons la simulation suivante (Figure II. 6(a)) qui montre les pertes de propagation dans un guide RIB300 le long d'un virage de 90° pour un rayon de courbure de 20 μm . Nous remarquons deux chutes brusques de puissance mises en évidence par les lignes en pointillé rouges. Elles correspondent aux transitions en entrée et en sortie du virage. La pente de la courbe dans la section centrale représente les pertes radiatives le long du virage. La Figure II. 6(b) compare la simulation d'un virage seul (bleu) et d'un virage avec les transitions guide droit/guide courbe (rouge).

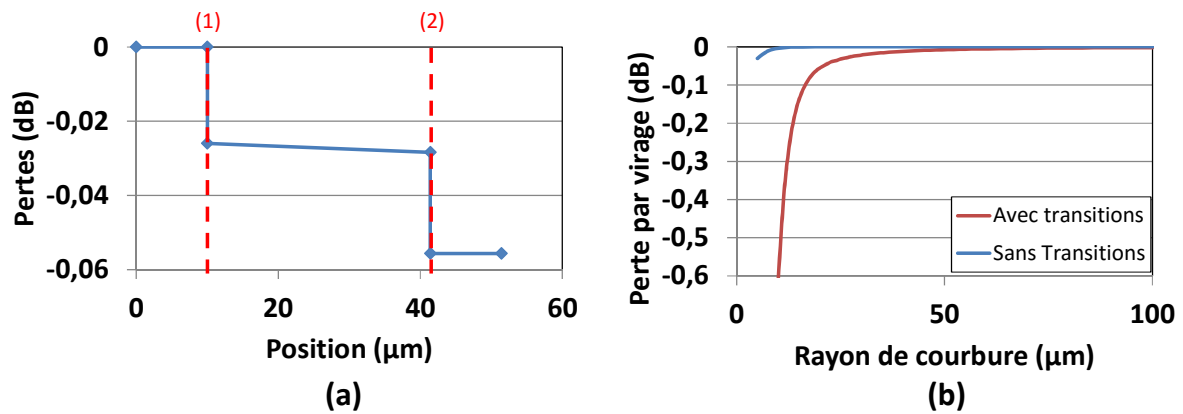
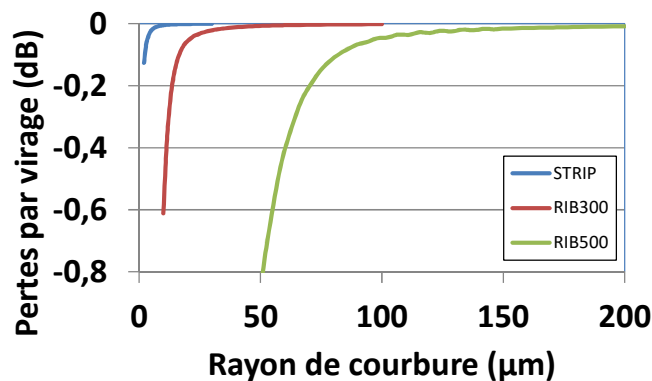


Figure II. 6 : (a) Pertes de propagation dans un guide RIB300 le long d'un virage de 20µm. Les lignes en pointillés rouges représentent les transitions en entrée (1) et en sortie (2) du virage. (b) Pertes de propagation dans un virage d'un guide RIB300 (bleu) sans les transitions guide droit/virage et (rouge) avec les transitions guide droit/virage.

Les courbes Figure II. 6(b) montrent que les pertes radiatives sont très négligeables devant les pertes dues aux changements de rayon de courbure. La solution la plus simple est de prendre en compte cet effet dans les simulations et de choisir des rayons de courbures plus grands. La figure suivante montre les pertes de propagation pour un virage de 90° pour différents rayons de courbures et pour les trois types de guides optiques dits STRIP, RIB300 et RIB500. Le tableau récapitule les dimensions utilisées lors de nos conceptions :



	STRIP300	RIB300	RIB500
Rayon de courbure (µm)	10 µm	30 µm	150 µm

Figure II. 7 : Courbes : Perte dans un virage de 90° en fonction du rayon de courbure pour les guides STRIP, RIB300 et RIB500. Tableau : Rayons de courbure choisis pour la conception.

Pour diminuer les pertes dans les transitions des virages sans augmenter leur encombrement, nous nous sommes dirigés vers des virages dont la variation du rayon de courbure est moins brusque que pour un virage en arc de cercle. Nous avons retenu trois solutions : appliquer au rayon de courbure une fonction sinus, sinus hyperbolique ou une clothoïde. Une clothoïde [49] est un virage dont la dérivée de la variation du rayon de courbure est constante. Ces différentes solutions permettent d'avoir une variation du rayon de courbure plus douce et induiront donc moins de pertes de transition. Mais en contrepartie, le rayon de courbure minimal lors du virage sera plus petit. Ainsi, si nous améliorons les pertes causées par les transitions, nous augmentons les pertes radiatives. A encombrement équivalent, ce n'est pas toujours la même fonction qui est la plus intéressante. Sur la

figure ci-dessous, nous montrons une comparaison des différentes solutions pour un virage en guide RIB300.

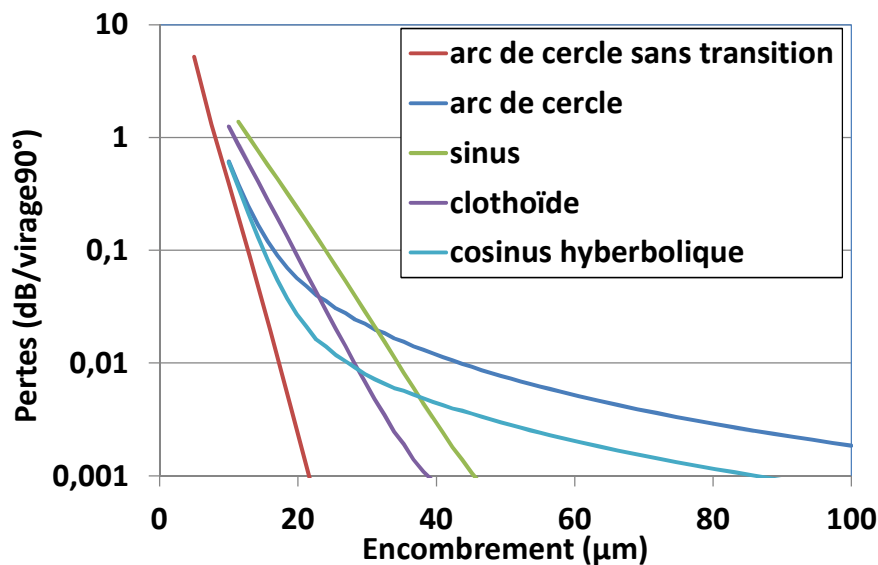


Figure II. 8 : Comparaison des pertes dans des virages en guide RIB300 pour différents profils de variation du rayon de courbure. La courbe rouge représente les pertes radiatives dans un virage en arc de cercle sans considérer les pertes induites par les transitions et sert donc de référence.

L'encombrement désigne la largeur du carré incluant le virage. Pour un virage en arc de cercle, il s'agit du rayon de courbure. Nous remarquons que pour de faibles rayons de courbure, les courbes sont proches de la courbe de référence (rouge) représentant les pertes radiatives dans un arc de cercle sans considérer les transitions. Cela signifie que les pertes radiatives sont prépondérantes par rapport aux pertes de transitions. C'est pourquoi le virage en arc de cercle reste le meilleur candidat lorsqu'un très faible encombrement est nécessaire.

Cependant, pour diminuer les pertes dans les virages, nous chercherons à utiliser des rayons de courbure plus grands. Nous remarquons alors sur la Figure II. 8 que les courbes représentant les pertes dans un virage en arc de cercle et en cosinus hyperbolique présente un changement de pente. Il est situé à la valeur limite d'encombrement pour laquelle les pertes radiatives deviennent négligeables devant les pertes causées par les transitions. Le rayon en arc de cercle étant celui dont les transitions sont les plus brusques est alors le virage présentant le plus de perte. Les autres solutions deviennent alors plus intéressantes. Les virages en sinus et en clothoïde présentent aussi un changement de pente non représenté sur la figure car nous atteignons sur cette figure les limites de précision de nos simulations.

Pour conclure, pour lasers avec des cavités relativement courtes de l'ordre de quelques millimètres, les pertes dues à la propagation dans le silicium sont négligeables devant les autres sources de pertes intra-cavité quel que soit le type de guide (STRIP ou RIB). Compte tenu des dimensions des anneaux résonnants utilisés dans la cavité (typiquement 10 μm -200 μm), la conception de la section passive de ces lasers se fait principalement avec des guides STRIP et des virages en arc de cercle. Dans le chapitre III, nous nous dirigerons vers des cavités centimétriques. Ainsi, les guides RIB et l'utilisation de virages clothoïdaux ou en sinus deviendront nécessaires.

II.2.b) Coupleur directionnel en Silicium

Les coupleurs directionnels sont des éléments très utilisés en photonique sur silicium [50]. Ils permettent de transférer de la lumière d'un guide à l'autre pour par exemple coupler de la lumière dans un résonateur ou plus simplement de distribuer la lumière avec différents taux de couplage (50%/50%, 75%/25%, 90%/10%...).

Un coupleur directionnel est constitué de deux guides en Si couplés entre eux. Le champ électrique d'un mode guidé n'est pas nul à l'extérieur du cœur du guide et décroît exponentiellement. Si deux guides sont suffisamment proches, les modes de chaque guide, pris séparément, peuvent interagir. Nous parlons alors de modes couplés [51]. La distribution de leur champ est alors perturbée et il y a transfert d'énergie entre les deux guides. Pour décrire ce type de coupleurs, nous utilisons le formalisme des « supermodes ». Ces derniers peuvent être exprimés comme une combinaison linéaire des modes optiques des guides pris séparément. L'échange de puissance entre les deux guides est adiabatique (sans pertes). Cet échange présente également une périodicité spatiale comme le montre la figure suivante :

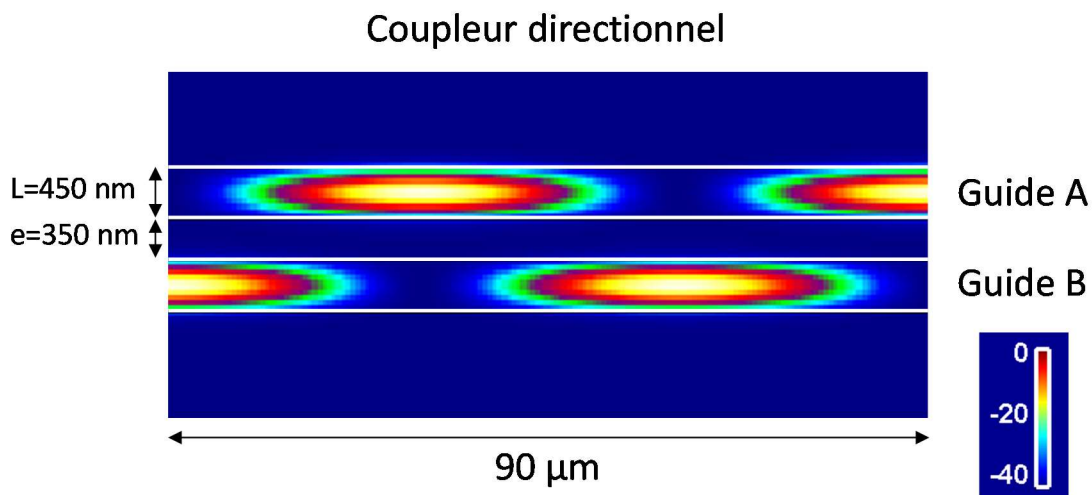


Figure II. 9 : Simulation vue du dessus de la distribution spatiale de puissance optique dans un coupleur directionnel constitué de deux guide RIB300 de $L = 450 \text{ nm}$ de large et espacé de $e = 350 \text{ nm}$ sur une longueur de 90 µm .

En interrompant la zone de couplage selon les besoins ou en dissymétrisant les guides, il est possible de configurer le coupleur directionnel avec les taux de couplages souhaités. Ainsi, un tel coupleur représente une alternative offrant plus de possibilités que les coupleurs MMI (MultiMode Interferometer), principalement limités aux coupleurs 3dB [52]. De plus, un coupleur directionnel présente l'avantage de ne pas ajouter de réflexions parasites, ce qui est nécessaire pour une utilisation dans un laser faible bruit.

Fonctionnement d'un coupleur directionnel :

La forme que prend le champ électrique dans un coupleur directionnel peut être exprimée comme une combinaison linéaire des modes propres du coupleur, i.e. des champs des deux supermodes. La figure ci-dessous représente le profil des champs électriques des deux supermodes dans le coupleur dont la longueur permet le transfert total de l'énergie d'un guide à l'autre (du guide

A vers le guide B). Ces modes sont appelés symétrique et antisymétrique en raison de la symétrie et antisymétrie entre leurs lobes dans les guides.

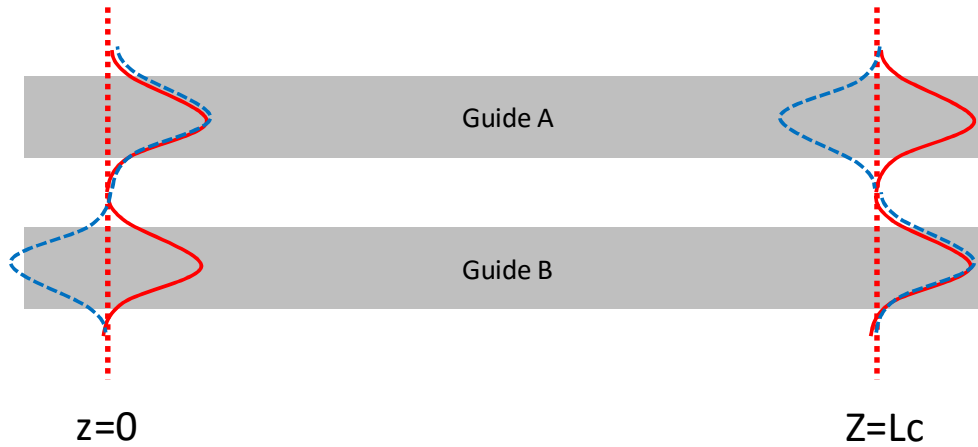


Figure II. 10 : Schéma représentant les profils des champs électriques des supermodes symétrique et antisymétrique d'un coupleur directionnel. En $z=0$, toute la puissance est contenue dans le guide A. En $z=Lc$, toute la puissance est contenue dans le guide B.

Le champ électrique dans le coupleur prend alors la forme :

$$E(x, y, z) = E_s(z)E_s(x, y)e^{j(\omega t - \beta_s z)} + E_a(z)E_a(x, y)e^{j(\omega t - \beta_a z)} \quad \text{Eq II. 1}$$

où $E_i(x, y)$ sont les profils des champs électriques des supermodes, β_i sont leur constantes de propagation et $E_i(z)$ leur variation spatiale selon l'axe de propagation pour $i = s$ pour le mode symétrique et $i = a$ pour le mode antisymétrique. La différence d'indice effectif entre les deux modes induit une différence entre les constantes de propagation relatives aux deux guides. Ainsi, la phase entre les deux modes optiques varie le long du coupleur. Le champ électrique dans chaque guide, résultant de la somme des champs électriques des supermodes, va donc varier périodiquement. On observe donc un transfert périodique de la puissance optique entre les deux guides. La Figure II. 10 illustre un transfert total d'énergie du guide A vers le guide B. Le calcul des constantes de propagation nous donne :

$$\beta_s = \frac{\beta_A + \beta_B}{2} - \sqrt{\delta^2 + \kappa^2} \quad \text{Eq II. 2}$$

$$\beta_a = \frac{\beta_A + \beta_B}{2} + \sqrt{\delta^2 + \kappa^2} \quad \text{Eq II. 3}$$

où β_A et β_B sont les constantes de propagation des guides A et B pris séparément, δ est le désaccord de phase entre les deux modes et κ est l'efficacité de couplage entre les guides. Il y a alors deux possibilités. Si le désaccord de phase entre les modes est grand ou si les guides sont très faiblement couplés, nous pouvons simplifier les équations ci-dessus ($\delta \gg \kappa$) :

$$\beta_s = \frac{\beta_A + \beta_B}{2} - \delta = \beta_A \quad \text{Eq II. 4}$$

$$\beta_a = \frac{\beta_A + \beta_B}{2} + \delta = \beta_B \quad \text{Eq II. 5}$$

Dans ce cas, les supermodes sont réduits aux modes propres des guides non perturbés. Dans le cas contraire (faible désaccord de phase, fort couplage), les constantes de propagations prennent la forme suivante :

$$\beta_s = \beta_0 - \kappa \quad \text{Eq II. 6}$$

$$\beta_a = \beta_0 + \kappa \quad \text{Eq II. 7}$$

où $\beta_0 = \beta_A = \beta_B$. En d'autres termes, lorsque les modes sont en accord de phase, leur constante de propagation dévie de $\pm\kappa$. Il est alors possible de déterminer la longueur de couplage L_c nécessaire pour un transfert total d'énergie d'un guide à l'autre. Les équations ci-dessous montrent les expressions du coefficient κ et de cette longueur de couplage.

$$\kappa = \frac{\Delta n \pi}{\lambda} \quad \text{Eq II. 8}$$

$$L_c = \frac{\pi}{(\beta_s - \beta_a)} = \frac{\lambda_0}{2\Delta n} = \frac{\pi}{2\kappa} \quad \text{Eq II. 9}$$

où Δn est la différence entre les indices effectifs des deux modes. La puissance transférée dans le second guide $P(L)$ dépend de la longueur L de la zone de couplage. Dans la suite du manuscrit, nous décrirons les coupleurs directionnels par la transmission T , définie par la puissance restante dans le guide injecté

$$T(L) = 1 - P(L) = 1 - \sin^2(\kappa L) \quad \text{Eq II. 10}$$

La longueur nécessaire pour obtenir une certaine transmission dépend donc fortement du coefficient de couplage entre les guides et donc du type de guide. Par exemple, le mode dans un guide RIB en se répandant dans la dalle de Si a un coefficient de couplage plus fort avec le guide adjacent comparé à celui d'un guide STRIP. Ainsi un coupleur constitué de guide RIB500 écarté de 700 nm a un coefficient κ de l'ordre de 900 cm^{-1} , alors qu'un coupleur constitué de guide STRIP300 écartés de 350 nm a un coefficient κ de l'ordre de 200 cm^{-1} .

Si les deux guides ne sont pas identiques, le transfert de puissance entre les deux guides ne peut pas être total. L'efficacité de couplage maximum est :

$$P_{max} = \frac{\kappa^2}{\delta^2 + \kappa^2} \quad \text{Eq II. 11}$$

Les coupleurs asymétriques peuvent être intéressants pour des systèmes plus complexes comme des coupleurs robustes en longueur d'onde (voir référence [53]) ou pour coupler deux guides différents telle que la transition entre le guide III-V et le guide silicium que nous décrirons dans le paragraphe II.2.f). Pour le couplage entre un guide et un anneau résonant ou la distribution de lumière entre deux guides, nous utiliserons deux guides identiques. Le transfert de puissance peut donc être total. Le transfert de la puissance est considéré comme étant adiabatique, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de pertes de puissance lors du transfert d'énergie. Ce modèle ne prend pas en compte les pertes de propagation qui sont faibles sur la longueur d'un coupleur réalisé avec la plateforme SOI. En exemple, un coupleur constitué de guides RIB300 écartés de 350 nm aura un transfert de puissance total d'un guide à l'autre en environ $60 \mu\text{m}$ induisant alors des pertes de l'ordre de 0.01 dB .

Effet des virages sur le coupleur

La présence des virages en entrée et en sortie du coupleur doit être prise en compte pour estimer la puissance transférée dans un coupleur. Un couplage se crée dans la zone de virage et change la longueur effective de couplage. La Figure II. 11 illustre ce phénomène. Elle montre à gauche le schéma d'un coupleur constitué de guides RIB500 de 550 nm de large et écartés de 700 nm et à droite les puissances P_A et P_B contenues dans les guides A et B en sortie du coupleur en fonction de la longueur de couplage L .

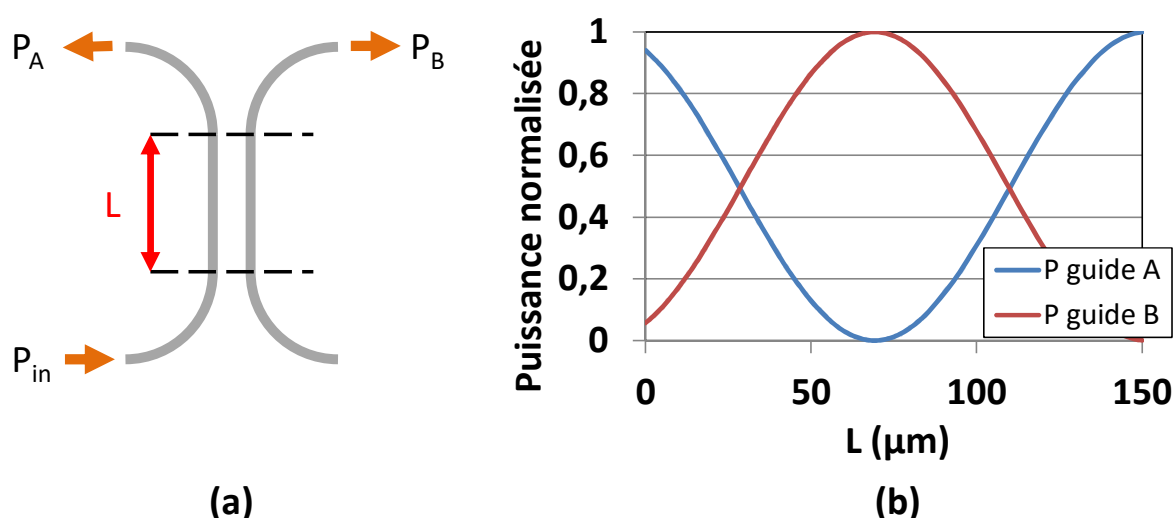


Figure II. 11 : (a) Schéma d'un coupleur directionnel. (b) Puissance optique normalisée contenue dans les guides A et B d'un coupleur en fonction de la longueur de la zone droite. Les guides utilisés sont des guides RIB500 de 550nm de large, écartés de 700nm.

Nous remarquons que pour une longueur $L = 0$, c'est-à-dire que le coupleur n'est constitué que des virages d'entrée et de sortie, il y a un échange de puissance entre les deux guides de l'ordre de 6%. Cet effet dépend du coefficient de couplage (et donc du guide utilisés), mais aussi du rayon de courbure. Par exemple pour un coupleur constitué de deux guides STRIP et de virages de 10 μm , la longueur nécessaire pour obtenir une transmission de 20% de la puissance entre les deux guides change de 5%-10% si nous considérons la présence de virage ou non. Si nous regardons un guide RIB500 avec des rayons de courbure de 100 μm , cette différence est de l'ordre de 40%-50%. Il est donc primordial de prendre en compte l'effet des virages dans nos simulations.

II.2.c) Miroir de Bragg

Les miroirs de Bragg sont réalisés en gravant des dents dans le guide en Si. Les réseaux de Bragg sont bien connus et décrits notamment dans la référence [54]. Le fort contraste d'indice entre le Silicium ($n=3.47$ à $\lambda=1550nm$) et la silice ($n=1.44$ à $\lambda=1550 nm$) permet de réaliser des réseaux différents de ceux réalisés par exemple avec des matériaux III-V en termes de longueur de réseau et de bande passante spectrale.

En général, la hauteur de la gravure des guides en Si se limite à une valeur inférieure à la moitié de sa profondeur. En pratique nous utilisons le plus souvent des guides optiques RIB300 dont les dents du réseau sont gravées d'une hauteur de 150 nm, c'est-à-dire jusqu'à la dalle de Si. La différence d'indice effectif entre la dent haute (guide non gravé) et la dent basse (guide gravé) est suffisante pour

nos besoins. Elle est de l'ordre de 0.25 pour un guide de 0.45 nm de large et l'utilisation de guide plus large jusqu'à 2 µm permet d'obtenir une différence d'indice atteignant 0.5. Le coefficient de réflexion en puissance R d'un réseau de Bragg dépend de sa longueur L et d'un coefficient du couplage κ qui dépend de la différence d'indice :

$$\kappa = \frac{2(n_1 - n_2)}{\lambda} \quad \text{Eq II. 12}$$

$$R = [\tanh(\kappa L)]^2 \quad \text{Eq II. 13}$$

où n_1 et n_2 sont les indices effectifs du mode optique dans le guide gravé et non gravé. Le fort contraste d'indice nous permet d'atteindre de fortes réflectivités tout en considérant des longueurs relativement courtes, i.e. de l'ordre de quelques dizaines de µm. Pour le guide RIB300 de 2 µm de large, un miroir de réflectivité égale à 30% aura une longueur d'environ 5 µm et un miroir de réflectivité égale à 100% aura une longueur de 20µm.

Le pas du réseau Ω est donné par l'équation suivante:

$$\Omega = \frac{\lambda_b}{n_1 + n_2} \quad \text{Eq II. 14}$$

où λ_b est la longueur d'onde centrale de réflexion du miroir. Le pas du réseau est donc de l'ordre de 100-130 nm pour de tels guides. Ces dimensions sont à la limite de ce qu'on peut réaliser avec la photolithographie deep-UV utilisant la longueur d'onde 193 nm. C'est pourquoi contrairement aux guides qui sont réalisés en lithographie deep-UV, le masquage des réseaux par E-Beam permet d'obtenir de meilleurs résultats.

Bande passante du réseau

La largeur de la fenêtre spectrale $\Delta\lambda$ d'un réseau de Bragg dépend du coefficient de couplage κ du réseau et de sa longueur [54].

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_b^2}{\pi n_g} \sqrt{\kappa^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2} \quad \text{Eq II. 15}$$

où n_g est l'indice de groupe du mode, L est la longueur du réseau. Le fort coefficient de couplage et les faibles longueurs utilisées permettent la conception de miroirs de Bragg à très grande largeur spectrale, de l'ordre de quelques centaines de nanomètres. De telles largeurs spectrales sont utiles pour des applications comme les lasers Fabry-Pérots [57] ou des lasers accordables en longueur d'onde [44]. Cependant, en considérant un laser monomode de dynamique classe A, basée sur l'utilisation d'une cavité longue, il est souvent nécessaire de combiner plusieurs éléments pour obtenir un comportement monomode. Il est alors difficile d'utiliser le miroir de Bragg pour compléter le filtrage apporté par un anneau.

En réalité, les miroirs de Bragg induisent des pertes. Un réseau est un guide dans lequel un mode propagatif et un mode contre-propagatif sont couplés par les perturbations que sont les dents du réseau. Le couplage entre les deux modes n'est pas parfait une partie de la puissance est couplée à des modes radiatifs. A cela, il faut aussi ajouter les défauts de fabrication dus aux dimensions faibles

du réseau (motifs < 150 nm). Cet effet est amplifié en raison du fort contraste d'indice entre la dent haute et la dent basse. Un réseau atteint une réflectivité de 30% pour un nombre de période réduit (autour de la dizaine) ainsi un défaut sur une seule période modifie le comportement du réseau significativement. Les pertes d'un miroir de Bragg ne sont pas connues précisément, il est difficile de les quantifier grâce à des motifs de tests en raison des pertes de couplages. La figure ci-dessous montre une photo MEB d'un miroir de Bragg de réflectivité 100% réalisé dans un guide RIB300 de 2 μm de large.

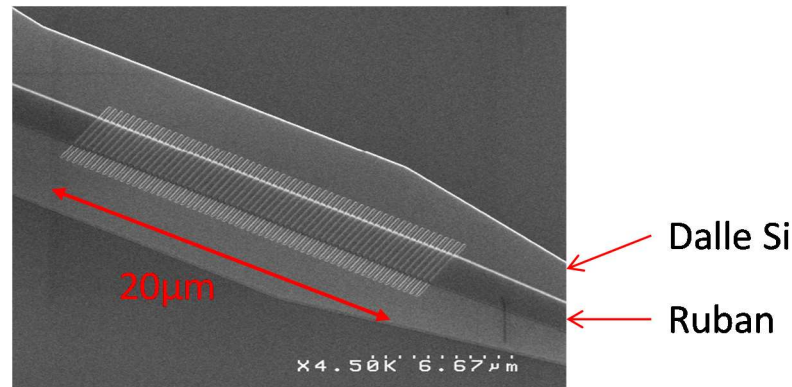


Figure II. 12 : Photo MEB d'un miroir de Bragg de réflectivité 100% réalisé dans un guide RIB300 de 2 μm de large.

II.2.d) Miroir de Sagnac

Toujours dans un souci de limiter les pertes intra-cavité, nous nous sommes intéressés aux miroirs de Sagnac comme alternative aux miroirs de Bragg [55]. Il s'agit d'un coupleur directionnel dont les guides de sorties sont reliés l'un à l'autre comme le montre la figure ci-dessous.

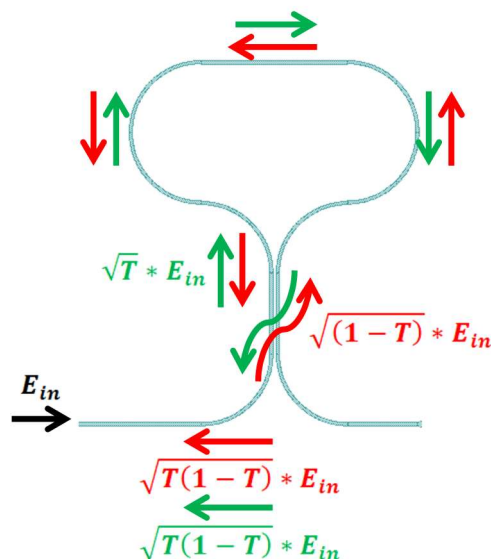


Figure II. 13 : Schéma d'un miroir de Sagnac.

Le schéma ci-dessus décrit le principe de fonctionnement du miroir de Sagnac. Nous remarquons qu'il est donc décrit entièrement par un seul paramètre : le coefficient de transmission T du coupleur directionnel. Sa réflectivité en puissance R est:

$$R = 4T(1 - T)$$

Eq II. 16

Comme un coupleur directionnel permet une transmission de puissance adiabatique, i.e. sans pertes, le miroir de Sagnac est considéré sans pertes hors des pertes de propagation qui sont négligeables en raison de la faible longueur de guide utilisé (100-200 μm).

Les miroirs de Bragg ont une très grande bande passante ($>100\text{nm}$) qui permet de considérer leur réflectivité constante sur toute la largeur de la bande de gain (entre 1520 nm et 1560 nm). Dans le cas des miroirs de Sagnac, la réflectivité dépend de la longueur d'onde. En effet, le coefficient T du coupleur directionnel composant le miroir dépend des indices effectifs des modes dans le coupleur et est donc impacté par une variation de longueur d'onde. Cependant cette variation n'a qu'un impact mineur sur le comportement du laser. Une diminution (ou augmentation) de la réflectivité des miroirs modifie peu les pertes totales subies par le photon dans la cavité. Ainsi les variations de puissance de sortie et du bruit d'intensité en fonction de la longueur d'onde d'émission sont faibles. La figure ci-dessous montre l'évolution du coefficient T et de la réflexion en intensité R d'un miroir de Sagnac conçu pour réfléchir 30% de la lumière à 1.54 μm .

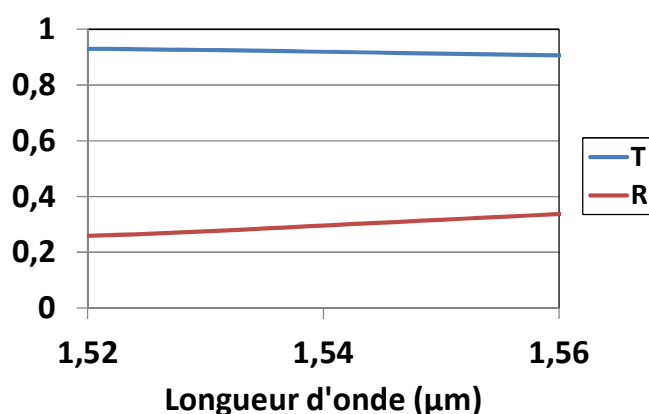


Figure II. 14 : Evolution du coefficient de transmission T et de la réflectivité d'un miroir de Sagnac conçu pour une réflexion de 30% à 1.54 μm .

Sur les bords de la zone de gain (1.52 μm et 1.56 μm), la réflectivité du miroir atteint 26% et 34%. D'un point de vue des pertes intra-cavité, cette variation de 0.2 dB est négligeable devant les pertes totales de la cavité et n'impactera pas le RIN du laser.

II.2.e) Zone active

La zone active, i.e. fournissant le gain optique, est constitué de deux guides superposés. Nous nommerons l'ensemble guide hybride. Afin de coupler la lumière de la zone active en III-V à la zone passive en Si, deux guides, l'un en Si et l'autre en III-V, sont superposés. Contrairement aux coupleurs directionnels présentés en II.2.b), ici les guides sont très dissymétriques en terme d'indice effectif afin d'obtenir une répartition de puissance moyenne du mode laser entre les guides optiques. Dans ces conditions, la partie du mode optique, circulant dans le guide en III-V, voit le gain nécessaire à l'oscillation laser. Un schéma simplifié de la zone active et de sa superposition avec le guide en Si est présenté dans la Figure II. 15.

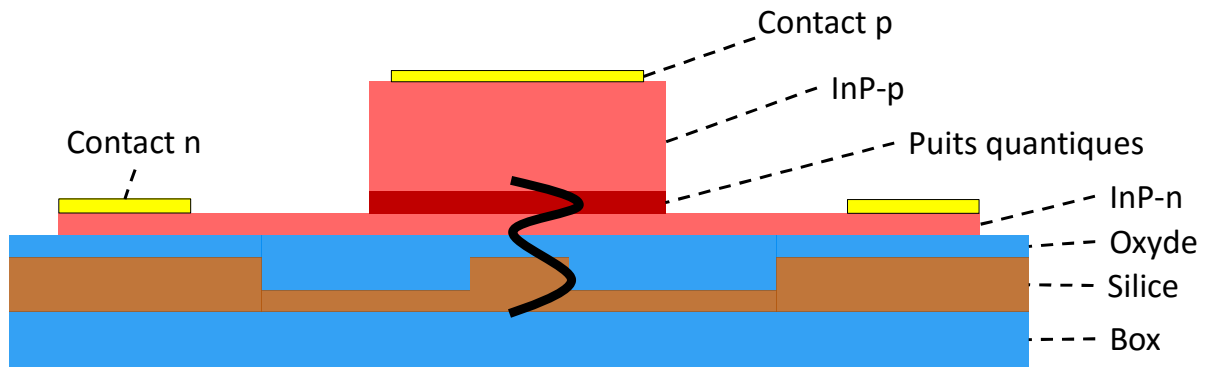


Figure II. 15 : Structure du guide hybride en III-V sur Silicium. La forme du mode hybride est représentée par la courbe en noir. Le mode est constitué de deux lobes centrés chacun sur un guide optique.

Pour définir les dimensions des deux guides en Si et en III-V, deux approches différentes peuvent être utilisées. La première méthode décrite dans la référence [56], utilisée notamment par l'université de Santa-Barbara (UCSB) et le groupe INTEL, les pionniers de la photonique sur silicium, consiste à utiliser un guide en Si de largeur égale à $2\text{ }\mu\text{m}$. Ainsi, malgré l'utilisation d'un guide en III-V beaucoup plus large (de l'ordre de $10\text{ }\mu\text{m}$ - $15\text{ }\mu\text{m}$), le mode aura un indice effectif plus fort dans le silicium et y restera confiné. C'est la très fine couche de collage, de l'ordre de 5 nm , qui va permettre au mode optique de se coupler faiblement dans le guide en III-V. Le confinement du mode optique dans les puits quantiques qui est alors de l'ordre du pourcent suffit à fournir le gain nécessaire pour obtenir l'effet laser. De bons résultats en termes de courants de seuil (entre $30\text{--}60\text{ mA}$) et de puissances optiques (quelques milliwatts) ont été ainsi obtenus mais cette méthode présente certaines limitations. Tout d'abord l'obtention d'une couche de collage par oxydation aussi fine que 5 nm est difficile à réaliser, étant donné que le collage est sensible aux imperfections. De plus, le faible confinement dans les puits quantiques et donc le courant seuil élevé rend la consommation énergétique de ces lasers élevée.

La méthode utilisée notamment par le Leti, l'IMEC et le III-V lab est sensiblement différente. Nous utilisons un guide silicium similaire à la première approche : Le guide RIB en Si (guide ruban, voir II.2.a) a une épaisseur égale à 500 nm , et est gravé de 200 nm mais a une largeur moins importante (entre 400 nm et $1\text{ }\mu\text{m}$). Le guide III-V est lui aussi moins large ($2\text{ }\mu\text{m}$) et la couche de collage est plus épaisse (entre 50 nm - 100 nm). Plus un guide est large, plus l'indice effectif vu par le mode est grand. Avec cette structure, la dissymétrie entre les indices effectifs des deux guides est donc moins importante. Le mode a tendance à monter vers le guide III-V qui présente un indice effectif plus fort que le guide silicium. Le confinement dans les puits quantiques qui est en dessous de 1% avec la première méthode, atteint ici 5% à 10% . Il est alors possible de jouer sur la largeur du guide silicium pour augmenter ou diminuer le confinement dans les puits quantiques mais aussi dans la partie en InP dopée P et qui est une source de perte importante. Ce dernier point sera important pour nos applications et sera discuté dans le paragraphe II.2.g). Cependant, contrairement à la première méthode, il est alors nécessaire d'ajouter des zones de transitions aux deux extrémités de la zone active permettant de faire descendre la lumière dans le guide silicium pour éviter que l'interruption du guide III-V ne provoque des réflexions parasites. Les premiers lasers utilisant une telle structure de gain ont été démontrés dans la référence [57]. De tels lasers peuvent atteindre des courants de seuil en dessous de 20 mA tout en obtenant des puissances comparables de l'ordre de quelques milliwatts [44]. Les lasers que nous présenterons dans ce manuscrit seront conçus selon cette seconde méthode.

II.2.f) Transition du guide actif vers le guide passif

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que dans la section active, la structure des guides en III-V et en silicium déterminent la répartition de puissance optique dans la structure. Ainsi, en modifiant la largeur des guides, il est possible de modifier cette répartition. En pratique, cela signifie rendre l'indice effectif du guide en Si plus ou moins fort que celui du guide en III-V. C'est ainsi que les transitions en entrée et sortie de la zone active sont conçues. Elles sont appelées « taper » (de l'anglais pointu, fuselé). Les contraintes techniques font qu'il est plus facile de faire varier les dimensions du guide en Si que les dimensions du guide en III-V. En effet, il n'est pas possible de réduire la largeur du ruban III-V à des valeurs petites ($< 1 \mu\text{m}$) sans le rendre fragile et cassant. Cependant, nous chercherons tout de même à limiter la largeur du guide en III-V. Cette dernière est déterminante pour définir l'efficacité de couplage du mode optique du guide hybride vers le guide en Si. En effet, le transfert de puissance ne sera pas total. Plus le ruban en III-V est fin, plus cette efficacité de couplage est proche de 1. La fraction de puissance restante dans le guide III-V sera notée P_r . Selon le paragraphe II.2.b (Eq II. 11), elle est égale à :

$$P_r = 1 - P_{max} = 1 - \frac{\kappa^2}{\delta^2 + \kappa^2} \quad \text{Eq II. 17}$$

C'est pourquoi nous choisissons un ruban en III-V avec une largeur fixée à $2 \mu\text{m}$ pour avoir à la fois une robustesse suffisante et une efficacité de couplage importante. Nous ferons varier seulement la largeur du guide silicium dans le taper. Nous devons donc déterminer tout d'abord les largeurs de ce guide aux extrémités du taper et ensuite sa longueur.

Largeur du guide silicium

Les largeurs des guides silicium aux extrémités du taper déterminent la répartition de la puissance optique dans le guide hybride et dans le guide passif. La Figure II. 16 montre à gauche le schéma d'un taper entre le guide hybride et le guide en Si et à droite l'évolution des indices effectifs du mode dans le guide hybride et du mode dans un guide en Si en fonction de la largeur du guide Silicium :

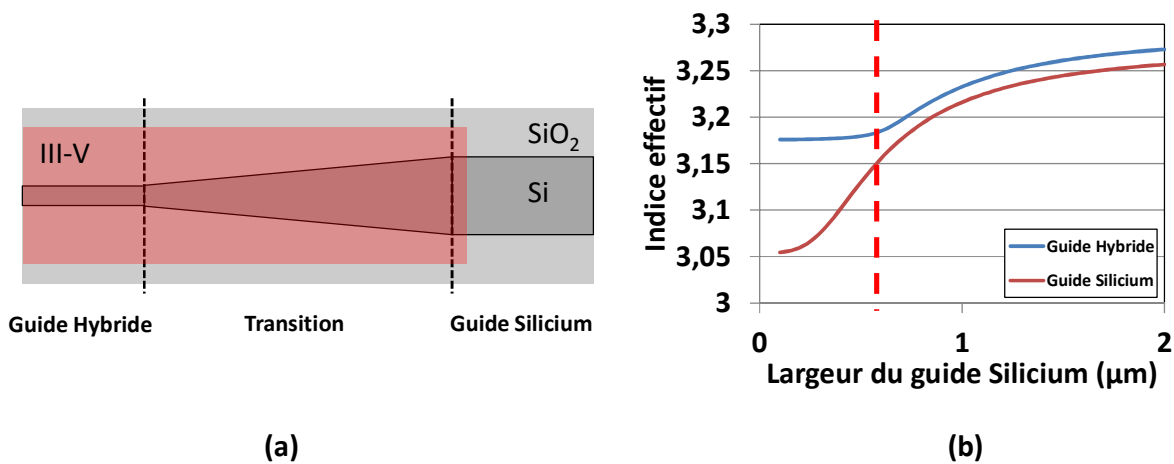


Figure II. 16 : (a) Schéma d'une transition entre le guide hybride et le guide en Si (b) Variation de l'indice effectif d'un mode dans un guide silicium seul (rouge) et d'un guide hybride III-V/silicium (bleu) lors de la variation de la largeur du guide silicium

Sur la Figure II. 16.b), la ligne en pointillé rouge montre la largeur du guide en Si pour laquelle le guide en Si n'est plus négligeable dans le calcul de l'indice effectif du guide hybride. En d'autres termes, cette ligne pointe la largeur limite pour laquelle la puissance du mode optique commence à augmenter dans le guide en Si. La Figure II. 17 montre dans un guide hybride, l'évolution du confinement de la puissance optique dans le guide en Si en fonction de la largeur du guide en Si.

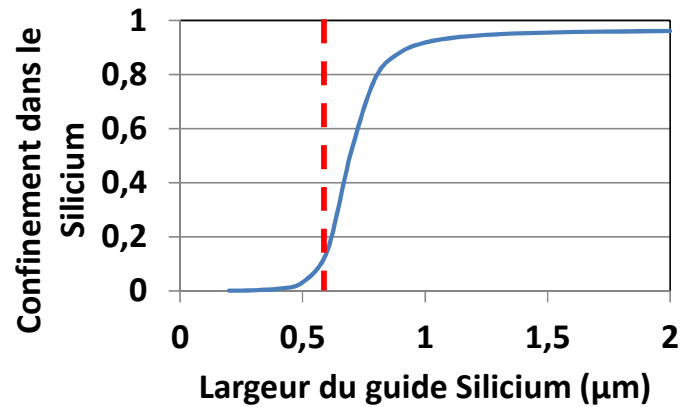


Figure II. 17 : Variation du confinement dans le guide en Si en fonction de sa largeur pour un guide hybride III-V sur Silicium.

La ligne en pointillés rouges rappelle la largeur limite démontrée dans la Figure II. 16. Cette courbe confirme donc que pour des largeurs supérieures à cette limite, le confinement optique dans le guide en silicium augmente rapidement. Pour obtenir un confinement maximal de la puissance dans le guide en silicium, nous nous dirigerons donc vers un guide dont la largeur s'approche de 2 μm. Choisir une valeur supérieure est inutile car le confinement converge vers sa valeur limite P_r définie précédemment.

Ainsi le taper entre le guide hybride et le guide passif verra la largeur de son guide en silicium varier de 0,4 μm à 2 μm. Pour une largeur de 0,4 μm, le mode est principalement confiné dans la partie III-V et pour une largeur de 2 μm, le mode est principalement confiné dans la partie silicium. Il est maintenant nécessaire de déterminer la longueur du taper.

Optimisation de la longueur de la transition

Les auteurs de la référence [58] ont montré que pour assurer un transfert adiabatique (sans pertes) entre le III-V et le Si, il est nécessaire de choisir une longueur de taper minimale qui dépend du facteur de couplage κ (défini dans le paragraphe sur les coupleurs directionnels II.2.b) et de P_r . En dessous de cette longueur minimale, la variation est trop rapide et induit des pertes radiatives causées par une désadaptation du mode guidé de façon analogue à celle dans les virages (voir paragraphe II.2.a) et référence [47]).

En observant les Figure II. 16 et Figure II. 17, nous remarquons que la variation du confinement du mode optique dans le Si en fonction de la variation de la largeur du guide en Si ne suit pas une courbe linéaire. En comparant les courbes de ces deux figures, nous remarquons que la variation du confinement du mode optique dans le guide en Si et la variation de l'indice effectif du mode optique dans le guide hybride présentent la même allure. Ainsi dans un taper dont la largeur du guide Si est linéaire, la répartition de puissance optique va évoluer très rapidement lorsque la largeur varie entre

0.6 μm et 0.9 μm et très lentement ensuite. Cette zone d'évolution rapide peut induire des pertes si la longueur du taper n'est pas suffisante.

Cependant, il est alors possible d'imaginer un taper dont la largeur varie en suivant le profil de variation de l'indice effectif du mode. Dans ces conditions, le confinement du mode optique dans le Si suit un profil linéaire en fonction de la largeur du guide silicium. Le transfert de puissance est alors progressif et le taper peut être conçu avec une longueur plus faible. La figure ci-dessous montre à gauche un taper dont la largeur suit le profil de la variation du confinement dans le silicium (Figure II. 17 dont nous avons inversé les axes) et à droite, l'efficacité de transfert pour un taper optimisé en fonction de sa longueur.

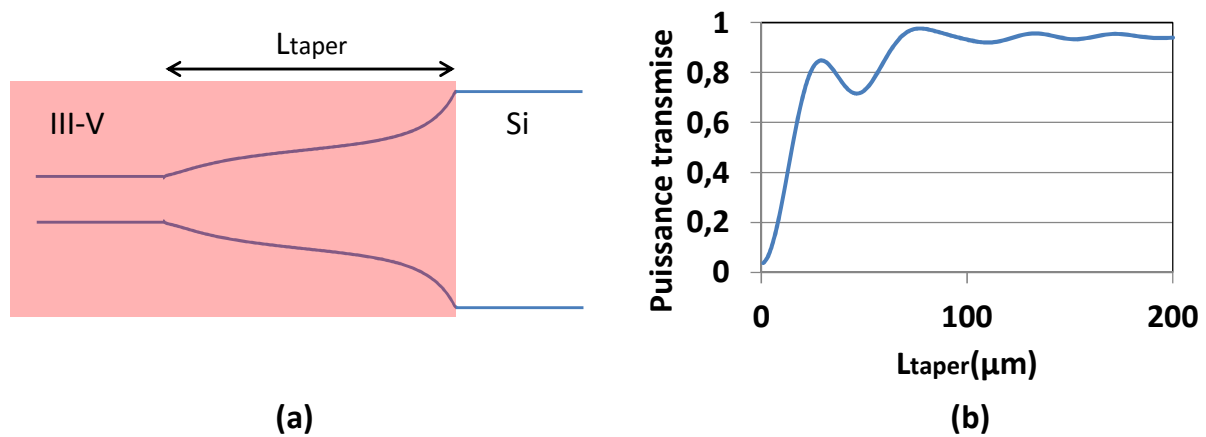


Figure II. 18 : (a) Géométrie d'un taper optimisé. (b) Simulation de l'efficacité de transfert pour un taper optimisé allant d'une largeur de 0.4 μm à 2 μm en fonction de sa longueur.

Nous observons sur la courbe que pour des tapers de faibles longueurs, les pertes sont importantes. En augmentant la longueur du taper, le transfert de puissance tend vers une valeur limite pour laquelle nous considérons que le transfert est sans perte radiative. La puissance transmise du guide hybride vers le guide passif est alors $P = 1 - \varepsilon$ où ε est la fraction de puissance restant dans le guide III-V.

Pour toute la suite, nous utiliserons des tapers optimisés entre le guide actif et les guides passifs de longueur de 150 μm . En théorie, les pertes d'un taper sont égales à ε de l'ordre de 5-8%. En pratique, l'expérience montre que les pertes optiques peuvent être plus importantes. Cependant, il est difficile de les mesurer avec des motifs de test en raison de la présence d'absorption et de gain apportés par les matériaux dopés. L'université de Santa Barbara utilise des structures similaires et présente dans une étude expérimentale [59] des tapers dont les pertes sont de l'ordre de 0.5 dB. Nous pouvons donc espérer des pertes inférieures ou égales à 1 dB.

Un dernier point est à considérer dans la conception des zones de transition. En effet, la fraction de puissance ε restante dans le guide en III-V peut provoquer des réflexions parasites dans la cavité et perturber les propriétés du laser. Pour inhiber cet effet, nous plaçons à la fin du guide un guide à pertes dont le masque est présenté sur la Figure II. 19. Ce dernier est isolé électriquement par implantation ionique. Le matériau dopé n'est donc pas alimenté en courant et provoque d'importantes pertes de propagation.

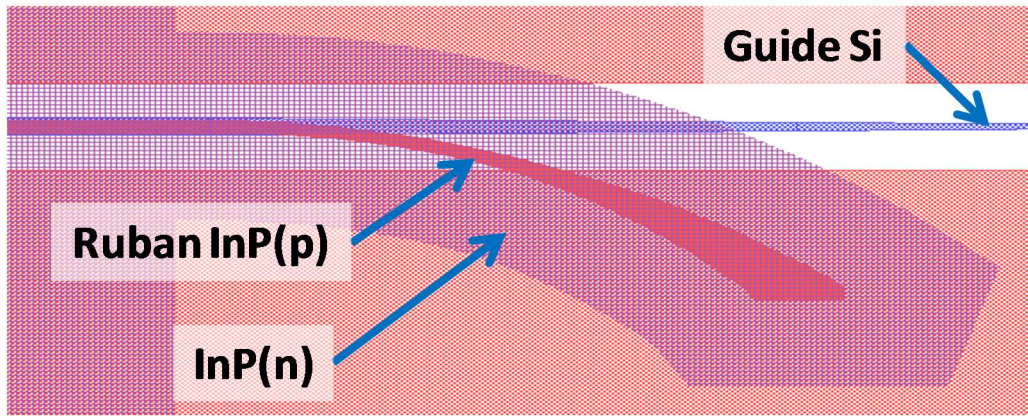


Figure II. 19 : Masque du guide à pertes en fin de zone active.

II.2.g) Optimisation des pertes de propagation dans l'InP dopé P

Contrairement aux guides en Si, les pertes de propagation dans le guide hybride sont importantes principalement en raison de l'absorption dans l'InP dopé P. Il s'agit d'absorption entre des niveaux de la bande de valence nommé Intervallence Band Absorption (IVBA) en anglais. Les pertes linéiques α induites atteignent des valeurs élevées qui dépendent du dopage p et sont estimées [60] à :

$$\alpha = 20 \left(\frac{p}{10^{18}} \right) \text{ cm}^{-1} \quad \text{Eq II. 18}$$

Avec p exprimé en cm^{-3} . Ainsi, pour un dopage $p = 2 * 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, nous atteignons des pertes de l'ordre de 175 dB/cm . Il faut mitiger cette valeur en considérant le confinement Γ du mode dans l'InP dopée p. Pour un guide actif dont le guide en Si a une largeur de $0.4 \mu\text{m}$ permettant un confinement maximal de puissance dans les puits quantiques, le confinement dans l'InP dopée p est de l'ordre de $\Gamma = 40\%$. Les pertes linéiques sont alors de 70 dB/cm . Pour une zone active de $400 \mu\text{m}$, l'absorption par IVBA est donc responsable de 2.8 dB de perte. Nous avons cherché à minimiser ces pertes. Rappelons que la section active est un guide hybride composé de deux guides superposés (III-V et Si). Notre approche a été d'augmenter la largeur du guide en Si pour faire « descendre » le mode optique et ainsi diminuer le confinement dans l'InP(p). Il faut cependant être prudent car en parallèle, nous diminuons aussi le confinement dans les puits quantiques, c'est-à-dire le gain. La Figure II. 20 montrent en (a), les confinements du mode dans l'InP(p) et dans les puits quantiques, et en (b) des mesures de puissance de sortie à 100 mA sur un grand nombre de lasers Fabry-Pérot avec différentes valeurs de largeurs du guide en Si. Un laser Fabry-Pérot est un bon candidat pour ce type de tests en raison de la simplicité de sa cavité. Ces mesures ont été réalisées sur des lasers dont le guide hybride actif diffère de celui présenté II.2.e) par les dimensions du guide en silicium. Il s'agit en effet non pas d'un guide RIB500 mais d'un guide RIB d'épaisseur 440 nm et gravé de 220 nm . Cependant, ces résultats sont transposables aux conceptions utilisant un guide RIB500.

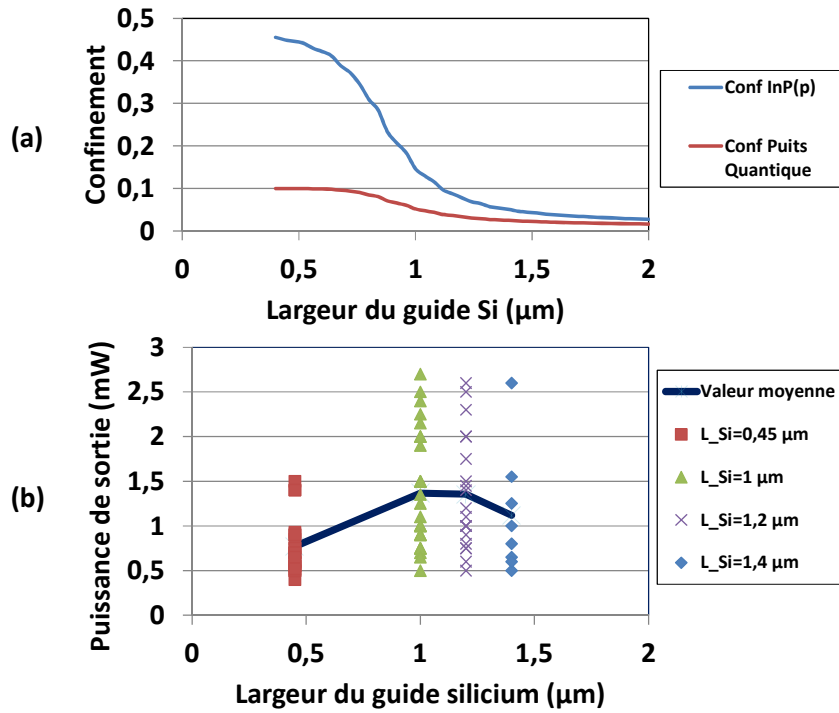


Figure II. 20 : (a) Simulation de l'évolution du confinement dans l'InP(p) (bleu) et dans les puits quantiques (rouge) en fonction de la largeur du guide en Si. (b) Mesures de la puissance sur un grand nombre de lasers Fabry-Pérot pour différentes largeurs de guide en Si (L_{Si}) à un courant de 100 mA

Nous remarquons que les lasers dont $L_{Si} > 0.4\mu m$ ont en moyenne une puissance de sortie plus importante que ceux dont $L_{Si} = 0.4\mu m$. Nous en déduisons que la diminution du gain est donc moins importante que la diminution des pertes par IVBA. Cependant, nous remarquons qu'au-delà de $L_{Si} = 1.2\mu m$, la puissance de sortie diminue à nouveau. Pour ces valeurs, les pertes par IVBA sont déjà faibles et augmenter encore la largeur du guide en silicium ne permet alors que de diminuer le gain.

Ainsi, une largeur de guide entre $1\mu m$ et $1.2\mu m$ semble optimale, c'est-à-dire un confinement de l'ordre de 10% dans l'InP dopé p et de 4% dans les puits. Pour une zone active de $400\mu m$ de long avec une largeur de $1.2\mu m$, les pertes par IVBA ne seraient que de 0.8 dB contre 2.8 dB pour une largeur de $0.4\mu m$.

Nous pourrions sacrifier de la puissance et choisir une largeur de guide plus grande. Nous aurions alors des pertes plus faibles. Cependant, les pertes par IVBA sont déjà faible (0.8 dB avec une largeur de $0.2\mu m$) et nous risquons alors de diminuer inutilement la puissance de sortie. Nous verrons que les lasers que nous présenterons ont des puissances de l'ordre de quelques milliwatts. Pour faire des mesures de bruit d'intensité, il est nécessaire d'avoir une puissance suffisante ($\geq 1mW$).

II.3) Filtrage spectral d'un laser hybride III-V/Si

Rappelons tout d'abord que le filtrage des modes secondaires doit permettre de réduire le bruit d'intensité dû au battement entre le mode principal et l'émission spontanée amplifiée contenue dans les modes secondaires à des niveaux de bruit faibles (voir chapitre I). La difficulté dans notre cas est double :

- Obtenir une émission laser monomode avec une extinction des modes secondaires suffisante.
- Concevoir un filtre optique induisant peu de pertes.

Cependant, l'augmentation de la finesse d'un filtre fin provoque une augmentation des pertes. Le filtrage d'une cavité laser est donc un compromis entre la finesse du filtrage et les pertes. Dans les spectres de RIN d'un laser, les pertes sont déterminantes pour l'amplitude de la résonance des oscillations de relaxation tandis que la finesse du filtre va modifier l'amplitude de la résonance de battement. Les techniques de filtrage d'une cavité laser sont nombreuses. Cependant, nous nous sommes principalement intéressés aux résonateurs en anneau. Le résonateur en anneau est un filtre interférentiel qui convient parfaitement à la plateforme photonique sur silicium en raison des faibles rayons de courbures qu'il est possible d'atteindre et les faibles pertes induites par les guides. Il s'agit donc d'un filtre avec la forme spectrale d'une Lorentzienne, qui peut atteindre de grandes finesse [61] comparé à des Interféromètres de Mach-Zehnder (MZI), ou des réseaux de Bragg à faible largeur spectrale. Sa conception autorise une large gamme d'intervalle spectral libre (ISL) et de finesse. Il a aussi l'avantage d'être une architecture simple dont la fabrication n'est pas critique technologiquement comparé par exemple à un réseau. Nous détaillerons dans la suite de ce paragraphe les différentes architectures de filtrage proposées, leurs avantages et leurs inconvénients.

II.3.a) Résonateur en anneau

Un résonateur en anneau est constitué d'un anneau couplé à deux guides d'entrée et de sortie. Dans notre cas, nous utiliserons des coupleurs directionnels. Les conditions de résonance sont identiques à celle d'un interféromètre de Fabry-Pérot à l'exception qu'il peut y avoir deux ondes indépendantes circulant dans le résonateur dans des sens opposés. Ils sont utilisés pour de nombreuses applications telles que les multiplexeurs, les démultiplexeurs, la modulation (matériaux dopés), ou encore des lasers en anneaux, etc... L'architecture présentée dans cette thèse est destinée à une fonction de filtrage spectral.

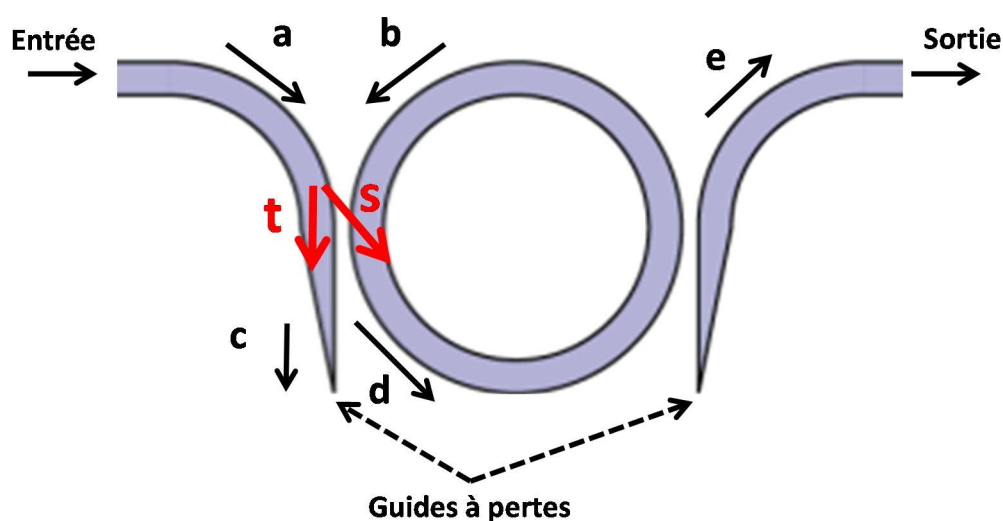


Figure II. 21 : Schéma de principe d'un résonateur en anneau. a, b, c, d, et e représentent le champ électrique aux différents points de l'anneau. t et s représentent les facteurs de transmission en amplitude du coupleur directionnel

Dans cette thèse, nous n'utiliserons que des anneaux symétriques, c'est-à-dire dont les coupleurs directionnels sont identiques. Les lettres a, b, c et d sur la Figure II. 21 désignent l'amplitude du champ dans le guide aux entrées et aux sorties du coupleur, et e l'amplitude du champ en sortie de l'anneau. Les facteurs t et s sont les facteurs de transmission en amplitude du coupleur vertical. Nous appelons T et S leur module au carré.

$$s = \sqrt{1 - t^2} \quad S = 1 - T \quad \text{Eq II. 19}$$

Ces facteurs dépendent de la conception du coupleur, c'est-à-dire de la forme des guides utilisés, de leur espacement et de leur longueur. Le coupleur peut donc se modéliser par la relation suivante :

$$\begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & js \\ js & t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \exp(j\kappa L_c) \quad \text{Eq II. 20}$$

où κ est le coefficient de couplage entre les deux guides et L_c la longueur de couplage. En considérant la propagation de l'onde dans l'anneau, nous pouvons établir la relation suivante entre d et b :

$$d = \exp(-j\theta) \exp(-\frac{\alpha_0 L}{2}) \quad \text{Eq II. 21}$$

où α_0 sont les pertes linéiques des guides en Si, L la longueur de l'anneau et θ est le déphasage entre les ondes d'entrée et de sortie égal à :

$$\theta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} L \quad \text{Eq II. 22}$$

Nous pouvons alors en déduire l'expression du rapport d/a :

$$\frac{d}{a} = \frac{j\kappa}{1 - t \exp(-j\theta) \exp(-\frac{\alpha_0 L}{2})} \quad \text{Eq II. 23}$$

Nous pouvons alors déduire la fonction de transfert optique de l'anneau résonant :

$$\frac{e}{a} = \frac{\kappa^2 \exp(-j\frac{\theta}{2}) \exp(-\frac{\alpha_0 L}{4})}{1 - t^2 \exp(-j\theta) \exp(-\frac{\alpha_0 L}{2})} \quad \text{Eq II. 24}$$

La fonction de transfert en puissance d'un anneau se note donc :

$$\left| \frac{e}{a} \right|^2 = \frac{(1 - T)^2 \exp(-\frac{\alpha_0 L}{2})}{1 + T^2 \exp(-\alpha_0 L) - 2T \cos(\theta) \exp(-\frac{\alpha_0 L}{2})} \quad \text{Eq II. 25}$$

On obtient donc un filtre type Fabry Pérot, dont les pics de transmission sont des Lorentziennes séparées par l'Intervalle Spectrale Libre ISL suivant :

$$ISL = \frac{\lambda^2}{n_g L} \quad \text{Eq II. 26}$$

Où n_g est l'indice de groupe du mode dans le guide. La largeur à mi-hauteur des pics de transmission $\Delta\lambda_{FWHM}$ est donnée par l'équation suivante :

$$\Delta\lambda_{FWHM} = \frac{\lambda^2}{2\pi n_g L} \frac{1 - T \exp(-\frac{\alpha_0 L}{2})}{\sqrt{T} \exp(-\frac{\alpha_0 L}{4})} \quad \text{Eq II. 27}$$

La finesse du filtre est donc :

$$F = \frac{ISL}{\Delta\lambda_{FWHM}} = \frac{\pi\sqrt{T} \exp(-\frac{\alpha_0 L}{4})}{1 - T \exp(-\frac{\alpha_0 L}{2})} \quad \text{Eq II. 28}$$

Pour conclure, la conception d'un filtre en anneau résonant est régie principalement par deux paramètres : le facteur de transmission T du coupleur directionnel et la longueur L de l'anneau. Pour obtenir un fonctionnement monomode d'un laser, il est nécessaire d'avoir un filtre à la fois dont la largeur à mi-hauteur est suffisamment fine pour ne sélectionner qu'un seul mode mais aussi dont l'ISL est suffisamment large pour qu'il n'y ait qu'un seul pic de transmission dans la bande de gain du matériau.

Cependant, la conception d'un tel filtre passe par des compromis. Une augmentation de la longueur de l'anneau permet une amélioration de sa sélectivité mais une diminution de l'ISL. Nous pourrions alors chercher à optimiser la sélectivité en jouant avec la transmission T des coupleurs directionnels. Cependant, nous verrons dans les paragraphes suivants dans lesquels nous proposons différentes architectures de filtrage que nous augmenterons ainsi rapidement les pertes induites par l'anneau.

II.3.b) Filtre spectral composé d'un résonateur en anneau

Les filtres optiques que nous cherchons à concevoir doivent permettre tout d'abord d'obtenir une oscillation laser mono-fréquence, et ensuite de n'induire que peu de perte. Considérons un filtre composé d'un seul anneau. La bande de gain de la structure III-V que nous utilisons est centrée autour 1540 nm et a une largeur à 3 dB d'environ 45 nm. Pour obtenir une oscillation laser mono-fréquence, l'ISL de l'anneau résonant doit donc être supérieur à la moitié de la largeur spectrale de la bande de gain. Un ISL de 30 nm nous permet donc de ne sélectionner qu'un seul mode du filtre dans la zone de gain comme l'illustre la figure suivante :

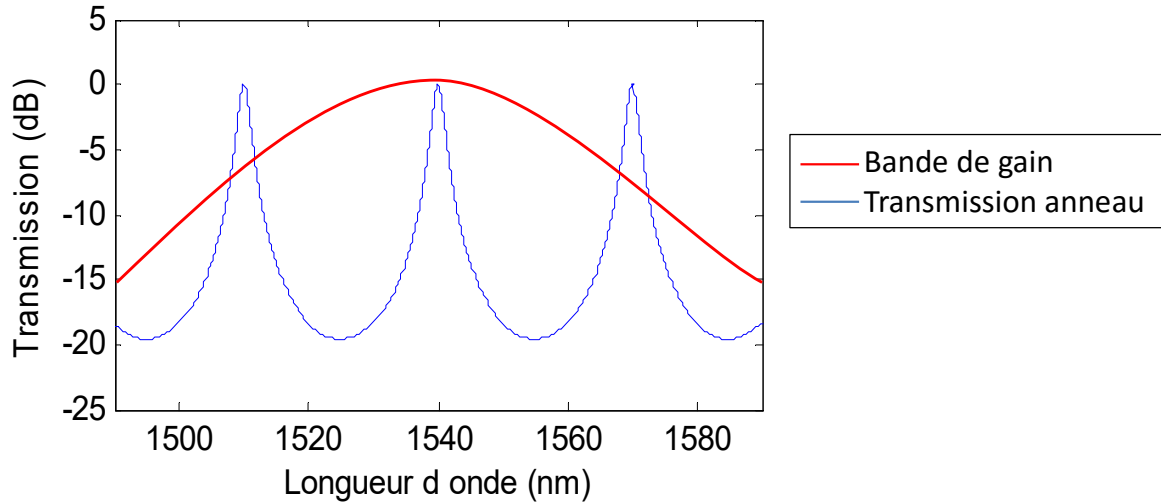


Figure II. 22 : Bleu : Transmission d'un anneau d'ISL égal à 30 nm et de coefficient $T=0.9$. Rouge : Représentation du profil spectral de la bande de gain.

Estimons maintenant les pertes induites pour ce filtre. Elles dépendent principalement des pertes de propagation dans les guides en Si et des pertes radiatives dans les virages constituant l'anneau. Pour un guide STRIP ($n_g \approx 4.4$) un tel anneau a un périmètre d'environ 18 μm . Le rayon de courbure des virages doit donc être de l'ordre de 3 μm ce qui est en deçà du rayon de courbure minimal de 10 μm que nous nous sommes fixé (paragraphe II.2.a). Les pertes radiatives dans les virages sont donc importantes et estimées à 0.06 dB. Nous pouvons alors déduire les pertes par passage de l'onde optique à travers un anneau de l'Eq II. 25. Nous remarquons qu'elle dépend du coefficient de transmission T qui traduit le facteur de qualité de l'anneau et donc la finesse du filtre. La figure ci-dessous montre la simulation des pertes pour la transmission dans l'anneau en fonction du coefficient T .

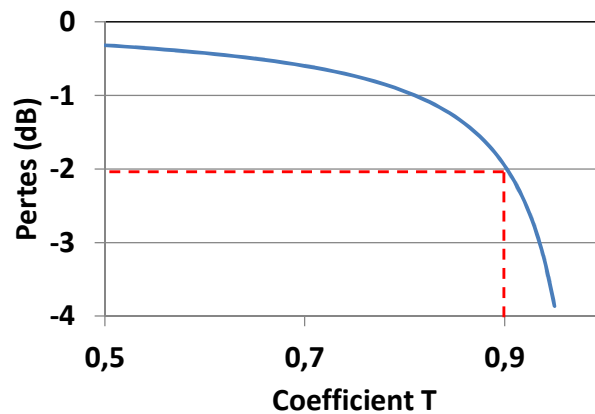


Figure II. 23 : Simulation des pertes optiques pour un passage de l'onde optique dans un anneau d'ISL=30nm en fonction du coefficient de transmission T . Type de guide : STRIP. Rayon de courbure de 3 μm .

Au-delà de $T=0.9$, les pertes optiques augmentent rapidement. Pour obtenir une finesse importante tout en limitant les pertes, nous utiliserons principalement cette valeur dans la plupart des conceptions présentées dans ce manuscrit. Ainsi pour ce filtre, les pertes optiques sont de l'ordre de 2 dB. La Figure II. 24 montre des mesures de spectres optiques obtenues avec un laser hybride III-V sur Si de 1.2 mm de longueur, utilisant un filtre composé d'un anneau d'ISL égal à 30 nm de coefficient de

transmission $T=0.9$. Elles permettent de mettre en évidence les performances de ce filtre en termes de SMSR.

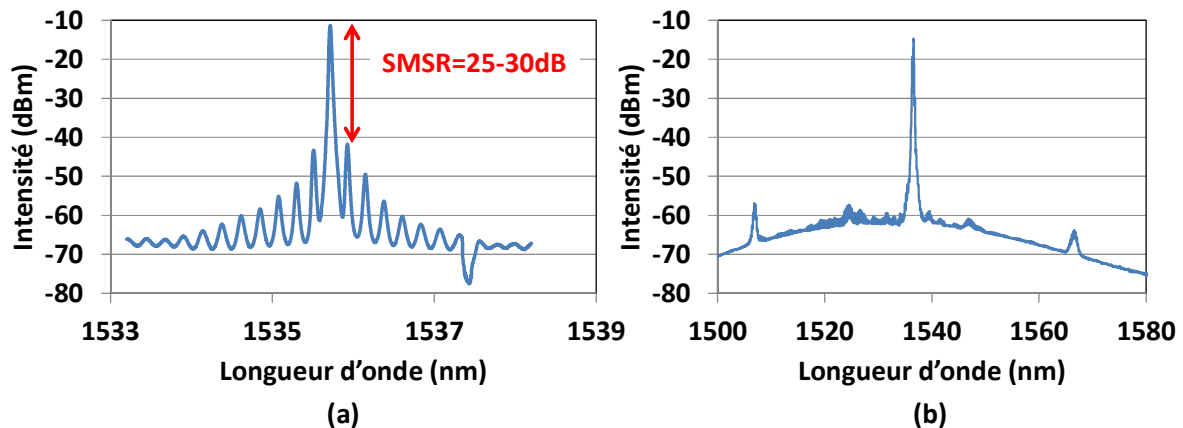


Figure II. 24 : Mesure de spectre optique d'un laser hybride filtré par un anneau résonnant. Anneau d'ISL 30nm, et de coefficient de transmission $T=0.9$. (a) Entre 1533nm et 1538nm. (b) Entre 1500nm et 1580nm

Malgré des SMSRs prometteurs de l'ordre de 25-30 dB, ce filtrage n'est pas satisfaisant en termes de perte qui sont d'environ 2 dB par passage dans l'anneau c'est-à-dire de 4 dB sur un aller-retour. Par ailleurs, nous remarquons que l'ISL de 30 nm n'est pas suffisant. Nous pouvons voir sur la courbe de droite l'apparition de faible pic d'émission laser espacés de 30 nm de la fréquence centrale. Ils peuvent être responsables de saut de mode ou d'une émission laser multimode. En effet, si le filtre n'est pas centré au milieu de la bande de gain, il est alors possible que deux pics de transmission soient simultanément dans la largeur à 3 dB de la bande de gain. Ainsi deux modes longitudinaux de la cavité Fabry-Pérot peuvent expérimenter le même gain et les mêmes pertes. C'est pourquoi dans la suite de ce chapitre, nous nous sommes dirigés vers des filtres plus complexes, combinant plusieurs éléments. Nous espérons ainsi tout d'abord augmenter l'ISL du filtre résultant, tout en cherchant à minimiser les pertes optiques qu'il induit.

II.3.c) Filtres spectraux composés de plusieurs éléments

Nous ne ferons pas une liste exhaustive de toutes les solutions de filtrage possibles mais seulement des deux qui ont retenu notre attention. La première consiste à utiliser un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) en complément d'un anneau. La seconde utilise deux anneaux dont les ISL légèrement différents permettent d'obtenir l'effet Vernier [62]. Ces deux méthodes sont décrites dans les paragraphes suivants. Dans les deux cas, le principe est considérer des anneaux dont les ISLs sont plus petit que celui de l'anneau présenté dans le paragraphe II.3.b), i.e. d'augmenter sa longueur optique. Ainsi d'une part, nous augmentons sa finesse dans le but d'obtenir de meilleurs SMSR et d'autre part nous diminuons les pertes qu'il induit en utilisant des virages dont le rayon de courbure est plus élevé. Nous compensons alors la diminution de l'ISL de l'anneau par la présence d'un second élément de filtrage. Nous présentons dans la figure ci-dessous les masques des niveaux silicium des deux configurations.

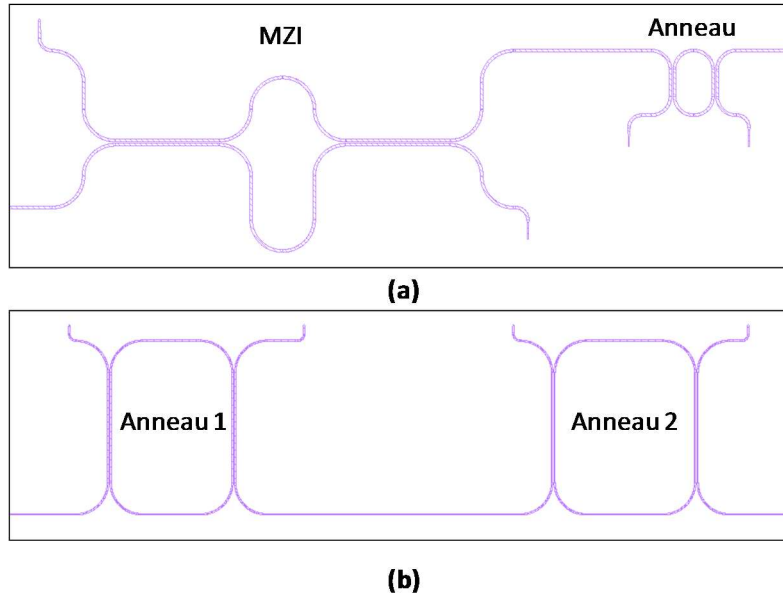


Figure II. 25 : Masque (a) d'un filtre composé d'un anneau résonant et d'un MZI et (b) d'un filtre composé de deux anneaux résonants d'ISL différents.

Filtre composé d'un anneau résonant et d'un MZI

Tout d'abord, rappelons que la fonction de transmission T_{MZI} d'un MZI est une sinusoïde dont la période est liée à la différence de longueur optique Δl entre ses deux brins :

$$T_{MZI} = (1 + \sin\left(\frac{2\pi n_{eff} \Delta l}{\lambda}\right))/2 \quad \text{Eq II. 29}$$

Où n_{eff} est l'indice effectif du mode dans le guide. Nous remarquons tout d'abord que le MZI ne nous permettra pas d'améliorer la finesse du filtre. En effet, sa transmission sinusoïdale aura une largeur à mi-hauteur bien plus grande que celle de l'anneau (lorentziennes). La fonction du MZI dans le filtre est simplement d'inhiber certains pics de transmission de l'anneau. Nous choisissons alors un ISL pour le Mach-Zehnder de 45 nm qui est la largeur à 3 dB de la bande de gain. Nous assurons ainsi que le MZI n'a qu'un seul pic de transmission dans la bande de gain. Nous pouvons alors choisir un anneau dont l'ISL est la moitié de l'ISL du MZI c'est-à-dire 22.5 nm comme le montre la figure ci-dessous :

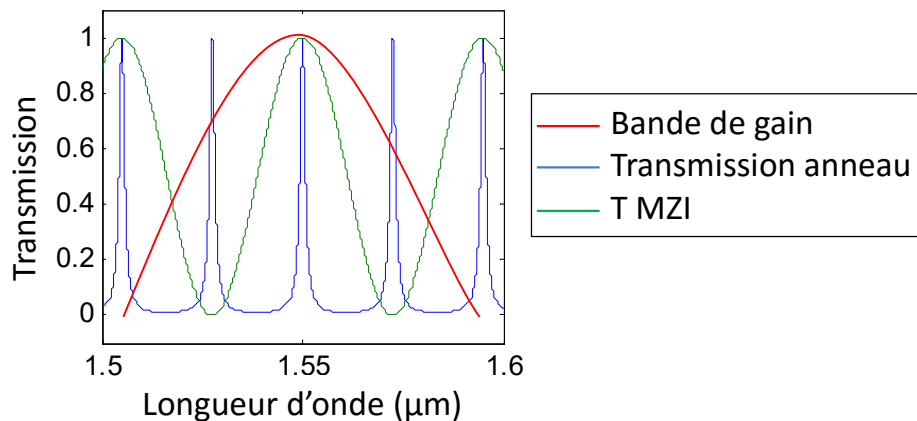


Figure II. 26 : Vert : Transmission d'un MZI d'ISL=45nm. Bleu : Transmission d'un anneau d'ISL=45/2nm. Rouge : Représentation du profil spectral de la bande de gain

Ainsi, le filtre total n'a qu'un seul pic de transmission dans la bande de gain. Comparativement avec le filtre composé d'un seul anneau, cette configuration a trois avantages : Tout d'abord, l'ISL du filtre total est de 45 nm contre seulement 30 nm dans le cas précédent assurant une meilleure stabilité spectrale du laser. Il est impossible dans ces conditions que deux modes longitudinaux expérimentent simultanément assez de gain pour osciller. Ensuite, une diminution de l'ISL de l'anneau signifie une augmentation de la longueur optique de l'anneau. Nous pouvons alors utiliser des rayons de courbure plus grands induisant moins de pertes. Avec un ISL de 22.5 nm, i.e. une longueur de 24 μm , nous pouvons utiliser des rayons de courbure de l'ordre de 5.5 μm . Ces derniers provoquent des pertes de l'ordre de 0.016 dB/virage contre 0.06 dB/virage dans le cas de l'anneau de 18 μm de long. La figure ci-dessous montre alors les pertes totales pour un passage de l'onde optique dans l'anneau en fonction du coefficient de transmission T. Nous remarquons alors que si nous conservons un coefficient de transmission $T=0.9$, cet anneau induit seulement 0.62 dB par passage contre 2 dB dans le cas précédent.

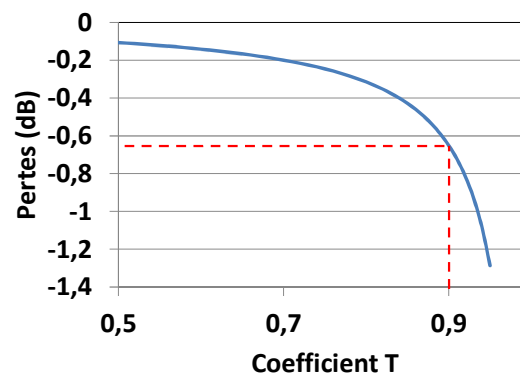


Figure II. 27 : Simulation des pertes optiques pour un passage de l'onde optique dans un anneau d'ISL=20nm en fonction du coefficient de transmission T. Type de guide : STRIP. Rayon de courbure de 5.5 μm .

Enfin, cette configuration permet d'obtenir un filtre de plus grande finesse. En effet, la largeur à mi-hauteur d'un pic de transmission d'un anneau dépend de sa longueur optique. Nous obtenons donc de meilleurs SMSRs. La figure ci-dessous nous montre le spectre optique d'un laser de 1.2 mm de long filtré par un MZI d'ISL égal à 45 nm et un anneau d'ISL égal à 22.5 nm et de coefficient de transmission $T=0.9$:

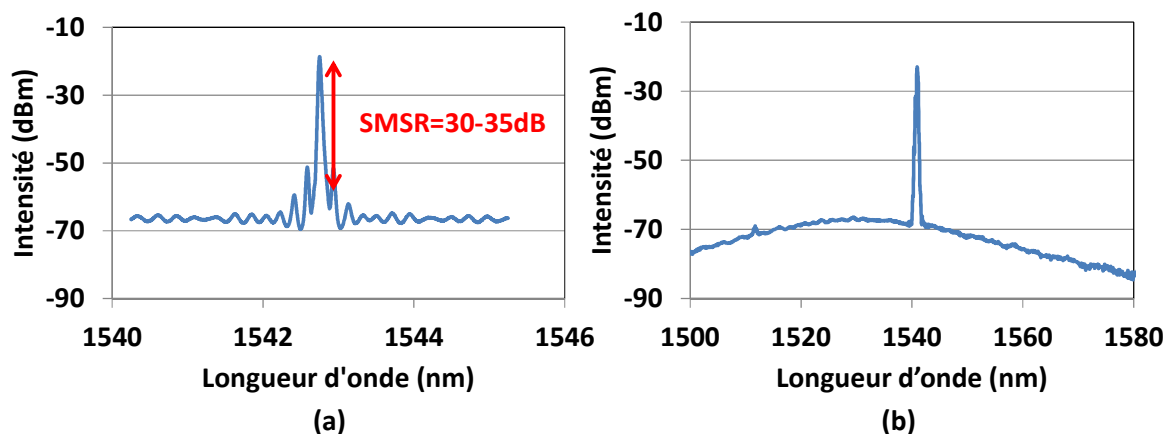


Figure II. 28 : Mesure de spectre optique d'un laser anneau+MZI. Anneau d'ISL 30nm, $T=0.9$. (a) Entre 1540nm et 1545nm. (b) Entre 1500nm et 1580nm

Nous observons bien une amélioration du SMSR qui atteint pour cette configuration 30 à 35 dB contre seulement 20 à 25 dB précédemment et dont les pertes optiques sont limitées à 0.62 dB contre 2 dB. Ces trois points confirment donc la supériorité de ce filtre sur le précédent. Dans le paragraphe suivant, nous proposons une autre configuration utilisant le même type de raisonnement permettant d'améliorer encore le SMSR.

Filtre composé de deux anneaux résonnants

Le principe d'un filtre composé de deux anneaux est d'utiliser l'effet Vernier [62]. Les peignes de transmission de deux anneaux dont les ISLs sont légèrement différents ne vont coïncider qu'en certains pics de transmission. La Figure II. 29 illustre ce phénomène. Il est alors possible d'obtenir un filtre dont l'ISL total ISL_{tot} est supérieur à celui de chaque anneau et égal à :

$$ISL_{tot} = \frac{ISL_1 * ISL_2}{ISL_1 - ISL_2} \quad \text{Eq II. 30}$$

Cette configuration présente l'intérêt d'autoriser l'utilisation d'anneaux résonnants dont l'ISL est très inférieur à la largeur de la bande de gain de 45 nm. Il est alors possible d'atteindre de plus grande finesse. Cependant, il est nécessaire de limiter le recouvrement partiel entre les pics de transmission des anneaux aux endroits où leur coïncidence n'est pas désirée. Ce phénomène est illustré par la Figure II. 29 et apparaît quand les ISLs des anneaux sont trop proches l'un de l'autre, ou si leur *FWHM* est trop important. Dans le cas de la figure de gauche, le filtre d'ISL de 45 nm est composé de deux anneaux d'ISLs respectifs 3.5 nm et 3.24 nm. Hors des coïncidences indiquées par les lignes en pointillés rouges, les pics de transmission des anneaux ne se superposent pas. Dans le cas de la figure de droite, le filtre d'ISL de 45 nm est composé de deux anneaux d'ISLs respectifs 2.39 nm et 2.27 nm. Un mode Fabry-Pérot présent à la fréquence représenté par les pointillés gris expérimente des pertes optiques supplémentaires comparées à un mode à la fréquence représenté par les pointillés rouges. Cependant, si ces pertes ne sont pas suffisantes, le laser peut alors avoir une émission multimode.

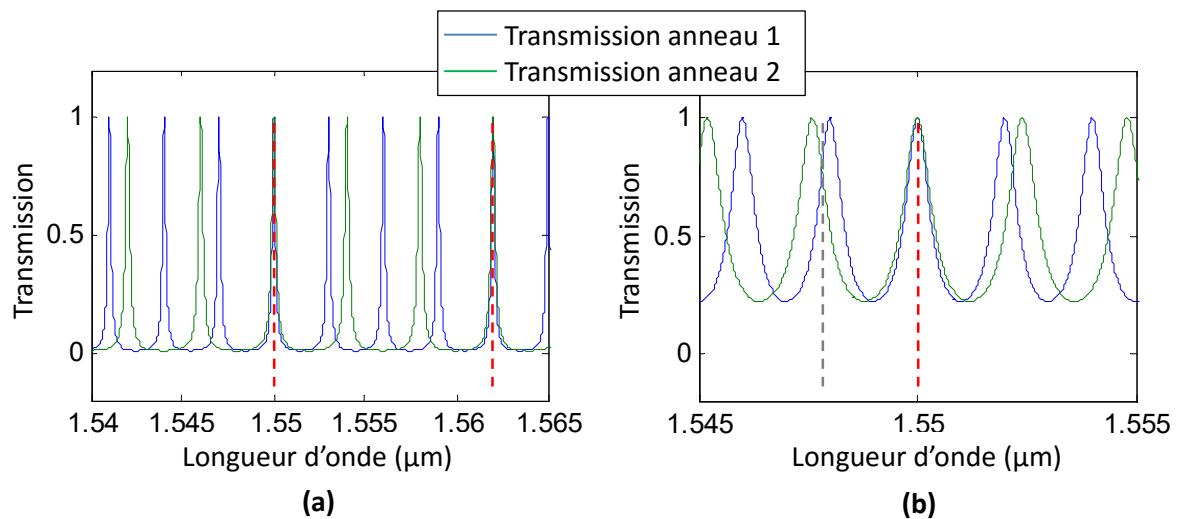


Figure II. 29 : Transmission de deux anneaux formants un effet Vernier. Bleu : Anneau 1 ; Vert : Anneau 2. (a) Les ISLs des anneaux sont respectivement de 3.5 nm et de 3.24 nm. Les lignes en pointillés rouges montrent les coïncidences de l'effet Vernier. (b) Les ISLs des anneaux sont respectivement de 2.39 nm et de 2.27 nm. La ligne en pointillés gris montre une quasi-coïncidence pouvant permettre un comportement multimode.

Pour obtenir une émission laser mono-fréquence, il est donc nécessaire que la différence d'ISL entre les deux anneaux résonants soit plus grande que leur largeur à mi-hauteur. Ainsi un mode présent à la fréquence indiquée par la ligne de pointillés gris expérimente des pertes d'au moins 3 dB supérieures à celles du mode présent à la coïncidence des deux anneaux. Ces pertes supplémentaires sont suffisantes pour assurer le comportement monomode du laser. Il est important de noter que c'est cet effet qui limite la finesse du filtre. Pour limiter les pertes de filtrage, nous ne pouvons pas choisir un coefficient de transmission T trop élevé. Augmenter la finesse passe donc par l'augmentation de la longueur optique des anneaux. Or pour garder un ISL total de 45nm, nous sommes alors obligés de diminuer la différence d'ISL entre les anneaux et nous risquons alors de nous retrouver dans le cas de la Figure II. 29(b).

Comparativement avec le filtre composé d'un anneau résonant et d'un MZI, ce type de filtre nous permet d'utiliser des anneaux de grande longueur ($> 150 \mu\text{m}$). Il est alors possible d'utiliser de grand rayon de courbure lors de la conception des virages dans les anneaux et ainsi réduire fortement les pertes optiques induites par ceux-ci. Nous estimons les pertes par passage de l'onde optique dans ces anneaux de l'ordre de 0.5 dB. De plus, nous pouvons alors atteindre des finesesses supérieures. Par exemple, en utilisant deux anneaux d'ISL respectif $ISL_1 = 3.5 \text{ nm}$ et $ISL_2 = 3.24 \text{ nm}$ (de longueur 157 μm et 170 μm), nous obtenons un filtre total d' $ISL = 45 \text{ nm}$. Pour un coefficient de transmission $T=0.9$, la largeur à mi-hauteur du filtre total est de l'ordre de 0.1 nm contre seulement 1 nm dans le cas du filtre composé d'un seul anneau, c'est-à-dire une finesse $F = 450$ contre seulement $F = 45$. La figure ci-dessous montre le spectre optique d'un laser de 1.2 mm de long filtré par les anneaux décrits ci-dessus :

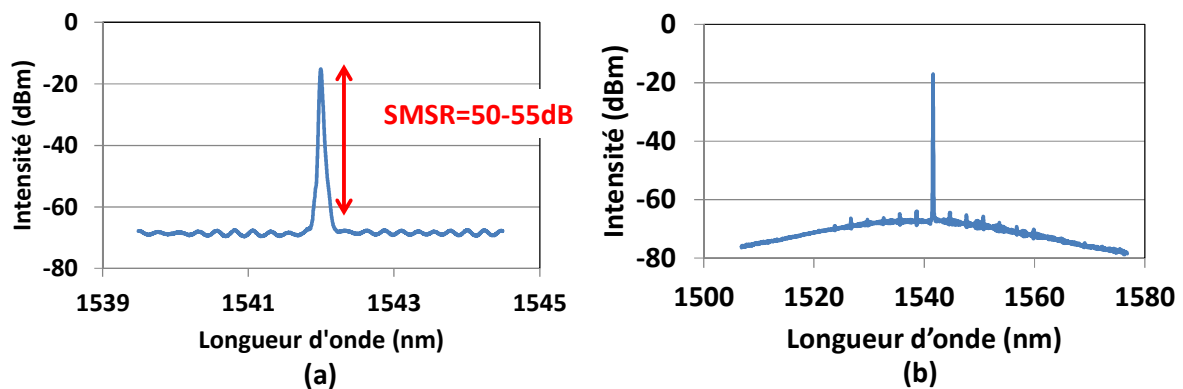


Figure II. 30 : Mesure de spectre optique d'un laser double anneau. Anneaux d'ISL 3.5 nm et 3.24 nm, $T=0.9$. (a) Entre 1540 nm et 1544 nm. (b) Entre 1500nm et 1580 nm

Cette configuration permet d'atteindre un SMSR dépassant les 50 dB. Nous espérons ainsi réduire efficacement le bruit de battement dans le spectre de RIN. Les pertes optiques de ce filtre estimé à 0.5 dB par anneaux, c'est-à-dire un total de 2 dB sur un aller-retour.

II.4) Caractérisation de laser hybride III-V sur Silicium

Dans ce paragraphe, nous présenterons des mesures réalisées sur des composants n'incluant pas certaines des optimisations présentées dans ce chapitre qui ont été réalisées après leur fabrication. Il s'agit donc de cavité laser définie par deux miroirs de Bragg de réflectivité en intensité respective de 100% et de 30% (et non des miroirs de Sagnac). La cavité est constitué de guides STRIP (et non RIB)

dont les virages sont réalisés par des arcs de cercles (et non des virages optimisés). Les pertes par IVBA dans l'InP dopé p ne sont pas optimisé et sont estimés à 3 dB. Le tableau ci-dessous résume les estimations de pertes optiques intra-cavité sur un aller-retour dans la cavité pour un laser hybride III-V sur silicium constitué d'une cavité Fabry-Pérot filtrée par deux anneaux résonants.

Miroirs	Filtre	Transition III/Si	Pertes par IVBA	Perte de propagation	
$R_1 = 100\%$ $R_2 = 30\%$	0.5 dB/anneau	0.5 dB/transition	70dB/cm 400 μ m	3.8 dB/cm 1.2mm	Total
5.2 dB	2 dB	2 dB	2.8 dB	0.45 dB	12.45 dB

Tableau II. 3 : Pertes optiques intra-cavité sur un aller-retour dans un laser hybride III-V sur silicium constitué d'une cavité Fabry-Pérot filtrée par deux anneaux résonants.

Ces composants sont fabriqués sur des plaques de 2 pouces de diamètre. Sur chacune, nous pouvons espérer 8 à 10 cellules identiques fonctionnelles de 1 cm² comprenant chacune 60 à 100 motifs : lasers, motifs de tests ou circuits intégrés plus complexes. Chaque cellule comporte une dizaine de motifs principaux qui se déclinent en différentes versions dont nous faisons varier les paramètres que nous voulons tester. Il y a donc une importante étape de sélection. L'appréciation des différences entre les motifs est parfois difficile en raison des variations induites par les procédés de fabrication. Il est possible de mesurer une différence d'un facteur deux entre les puissances de sortie de deux lasers de conception identique. Les mesures des composants peuvent être réalisées directement sur la plaque grâce à l'utilisation de coupleurs verticaux [63] positionnés après les miroirs de sortie des lasers. Une fois la phase de tri réalisé, les composants les plus intéressants sont séparés et mis en module. En raison de la quantité de composants testés, nous ne pourrons pas présenter l'ensemble des mesures. Dans ce paragraphe nous montrerons donc des courbes typiques représentant le fonctionnement des lasers. Les grandeurs énoncées (puissances, courants de seuil, durées de vie...) seront donc des valeurs moyennes.

II.4.a) Caractéristique puissance/courant et spectre optique

La puissance de sortie du laser et le comportement spectral sont importants lors des mesures de RIN. Tout d'abord, la puissance optique sur le photodétecteur doit être suffisante pour observer le bruit d'intensité. Pour de faibles photocourants, le bruit thermique et le bruit de grenaille peuvent devenir prépondérants (voir chapitre I) et masquent le RIN du laser. Nous verrons que la puissance des lasers présentés est autour de quelques milliwatts. Le comportement spectral doit aussi être observé. La complexité du filtrage utilisé apporte une certaine instabilité de l'émission laser. Modifier le courant d'injection du laser modifie sa longueur d'onde. Ce décalage suffit à provoquer des sauts de modes. Il est donc important de se placer à des points de fonctionnement où le mode laser est stable, i.e. où le mode oscillant est au centre d'un pic de transmission du filtre. Les courbes présentées dans la suite de ce paragraphe sont des mesures représentatives des deux types de filtrage que nous utilisons : l'un composé d'un anneau résonant et d'un MZI et l'autre de deux anneaux résonants.

Filtre composé d'un anneau et d'un MZI

Les courbes ci-dessous montrent le comportement typique d'un laser dont le filtrage est composé d'un anneau résonant combiné à un MZI.

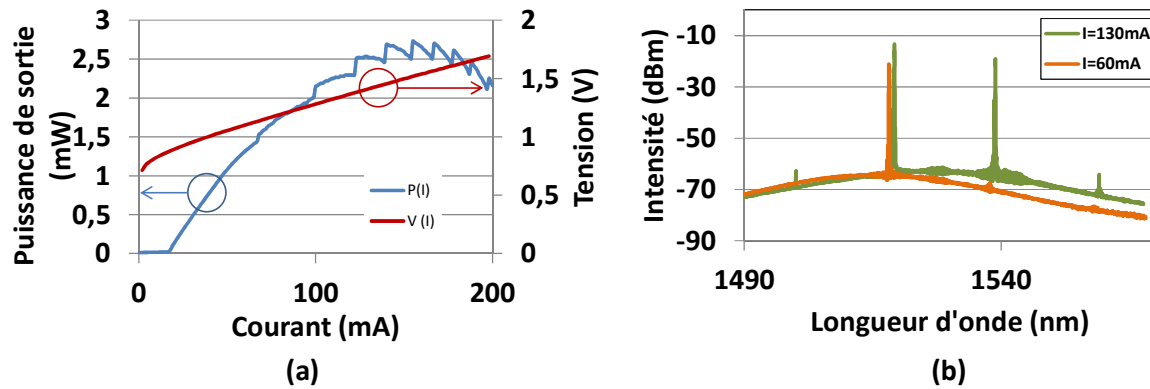


Figure II. 31 : Mesures typiques d'un laser anneau + MZI à 20°C. (a) Bleu : $P(I)$ mesuré avec une fibre monomode. : Rouge : $V(I)$. (b) Spectre optique du laser. Orange : $I_{\text{laser}}=60\text{ mA}$. Vert : $I_{\text{laser}}=130\text{ mA}$

Après couplage dans une fibre monomode, la puissance de sortie est de l'ordre de quelques milliwatts (2-4 mW). Nous estimons donc la puissance dans le guide à 10-15 mW du fait des pertes de couplages évaluées à 6-8 dB. Le courant de seuil est compris entre 20 et 40 mA. La résistance série est de 4-5 Ohm. Les sauts de modes visibles par des sauts de puissance sur la courbe $P(I)$ sont illustrés par les deux spectres optiques présentés dans la figure de droite. Ils proviennent du fait que modifier le courant d'alimentation décale la courbe de gain ainsi que les raies Fabry-Pérot alors que le filtre reste invariant.

Filtre composé de deux anneaux

Les lasers dont le filtre est composé de deux anneaux ont les mêmes gammes de puissances de sortie que les lasers précédents. Les pertes supplémentaires apportées par le second anneau sont relativement faibles (1 dB) comparativement aux pertes totales (10-12 dB). Les variations apportées par les procédés de fabrication masquent donc ce changement. Ils ont un meilleurs SMSRs (voir paragraphe II.3.c) mais ils sont plus instables spectralement. Le comportement électrique (résistance série, $V(I)$) est identique car la zone active est inchangée.

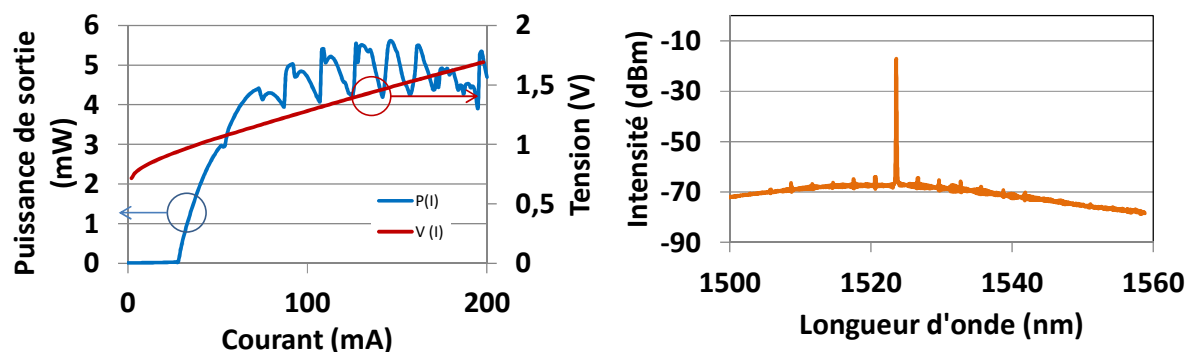


Figure II. 32 : Mesures typiques d'un laser double anneau à 20°C. (a) Bleu : $P(I)$ mesuré avec une fibre monomode. : Rouge : $V(I)$. (b) Spectre optique du laser $I_{\text{laser}}=100\text{mA}$.

Nous remarquons que les sauts de modes sont plus prononcés que pour le filtre composé d'un anneau résonant et d'un MZI. Cela s'explique par la plus grande finesse du filtre. En effet, le décalage du mode oscillant par rapport au pic de transmission du filtre induit alors rapidement des pertes plus importantes.

II.4.b) Bruit d'intensité relatif

Mesure sur plaque

Nous avons signalé dans le paragraphe précédent que le processus de fabrication induisait des variations des pertes intra-cavité et donc de la puissance de sortie. Ce sera d'autant plus vrai sur les courbes de RIN car elles dépendent aussi du point de fonctionnement lors de la mesure. Il sera donc difficile de comparer efficacement les différents designs en termes de bruit d'intensité. Par exemple, il est difficile lors de la mesure de s'assurer que le mode principal est au centre du pic de transmission du filtre. Modifier le courant d'alimentation déplace les modes Fabry-Pérot et induit des pertes supplémentaires ainsi que des sauts de modes. Les courbes ci-dessous sont donc des mesures représentatives. Elles nous permettent d'extraire l'ordre de grandeur des variables qui nous intéressent, i.e. le temps de vie des photons et des porteurs et les pertes intra-cavités. La Figure II. 33 représente deux spectres de RIN de lasers dont le filtre est composé de deux anneaux d'une part et d'un anneau et d'un MZI d'autre part.

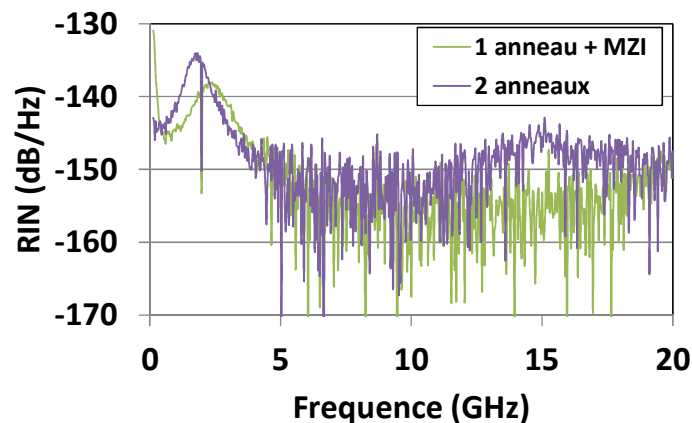


Figure II. 33 : Spectres de RIN à un taux de pompage de 2,5. (Vert) Laser filtré par un anneau et un MZI. Photocourant : 0.45 mA. (Violet) un laser filtré par deux anneaux. Photocourant : 0.34 mA.

Ces courbes ont été réalisées pour un taux de pompage de $r = I/I_{th} = 2.5$ c'est-à-dire des courants de l'ordre de 100 mA. Ce point de fonctionnement est intéressant car nous approchons des puissances maximales que les lasers peuvent fournir avant d'être soumis aux problèmes de température et d'instabilité spectrale en raison des forts courants d'injection.

La présence de la résonance due aux oscillations de relaxation autour de 2-3 GHz montre que les lasers ont une dynamique de classe B. Leurs fréquences sont relativement basses en comparaison à celles d'un laser III-V classique (5-10 GHz). Nous remarquons dans le cas du filtre composé de deux anneaux résonants (courbe violette), la résonance est plus importante. Nous pourrions conclure que cela est dû aux pertes optiques plus importantes causées par le filtre. Cependant il faut prendre en compte que cette différence est relativement faible (5 dB) comparativement aux variations induites par le choix du point de fonctionnement utilisé lors de la mesure.

Le battement entre le mode oscillant et les modes secondaires non oscillant se traduit par une résonance qui s'observe autour de 15 GHz pour la courbe violette et qui se devine au-delà des 20 GHz pour la courbe verte. Rappelons que ces fréquences sont les ISLs des cavités. La différence de fréquence entre les deux courbes est donc expliquée par le fait que le filtre composé de deux grands

anneaux résonants induit une longueur de cavité plus grande que celui composé d'un anneau résonant et d'un MZI. Entre les deux résonances (oscillations de relaxation et battement), nous observons un plancher de bruit dont le niveau est de l'ordre de -150 dB/Hz. Il s'agit du bruit de grenaille qui vient alors masquer le RIN lors de la mesure.

Pour finir, nous remarquons une remontée de bruit aux basses fréquences (< 500 MHz). Son origine peut avoir plusieurs sources. Ce point sera discuté dans le paragraphe II.5). Cette remontée de bruit se superpose en partie avec le pic des oscillations de relaxation. En conséquence, adapter l'équation du RIN à la courbe expérimentale devient très imprécis car il est difficile de séparer ces deux sources de bruits. C'est pourquoi pour extraire le temps de vie des photons et des porteurs, nous utilisons la fréquence des oscillations de relaxation f_r et son taux d'amortissement Γ_r . Rappelons la forme que prend l'équation du RIN pour la résonance due aux oscillations de relaxation (voir I.4.a) :

$$RIN(f) = \frac{4R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} \frac{\gamma_e^2 + (2\pi f)^2 + \frac{(2\pi f)^2}{R}}{((2\pi f_r + f)^2 + \Gamma_r^2)((2\pi f_r - f)^2 + \Gamma_r^2)} \quad \text{Eq II. 31}$$

Nous pouvons déduire le temps de vie des porteurs et des photons des mesures de bruits en relevant la fréquence des oscillations de relaxation f_r ainsi que le taux d'amortissement Γ_r qui est la largeur à mi-hauteur de la résonance :

$$f_r \simeq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\gamma_{cav} \gamma_e [r - 1]} \quad \text{Eq II. 32}$$

$$\Gamma_r = \frac{(2\pi f_r)^2}{2\pi} \left(\frac{2\pi}{\gamma_{cav}} + \frac{\gamma_e}{2\pi f_r^2} \right) \quad \text{Eq II. 33}$$

Le tableau ci-dessous montre les ordres de grandeurs des paramètres relevés et déduits lors de mesures réalisées sur un ensemble de lasers. Ces paramètres changent tout d'abord d'un laser à l'autre en raison des variations causées par le procédé de fabrication. Ainsi, les variations que pourrait induire l'utilisation de différentes solutions de filtrage est difficilement observable. Nous ne distinguerons donc pas dans ce tableau les résultats en fonction du filtre utilisé. Ensuite, il est important de noter que le temps de vie des porteurs dépend du taux de pompage. Ainsi les valeurs indiquées dans le tableau ci-dessous ont été mesurées à un courants de 100 mA, c'est-à-dire à des taux de pompages de 2 à 3. Le laser atteint alors sa puissance maximale tout en gardant un comportement spectral stable.

f_r	Γ_r	τ_e	τ_p	α_{tot}
$2.5 \pm 1 \text{ GHz}$	$1 \pm 0,5 \text{ GHz}$	$1600 \pm 600 \text{ ps}$	$4 \pm 2.5 \text{ ps}$	$16 \pm 3 \text{ dB}$

Tableau II. 4 : Paramètres moyens de lasers hybrides à anneaux résonants d'environ 1.4 mm de long.

Le temps de vie des porteurs mesurés est de l'ordre de quelques nanosecondes ce qui est cohérent avec l'utilisation d'une structure III-V classique [64]. Les pertes optiques intra-cavité sont de l'ordre de 16 dB ce qui est proche de la valeur de 12.5 dB estimée théoriquement. Le temps de vie des photons est de quelques picosecondes. Pour atteindre des dynamiques de classe A, le temps de vie des photons doit être supérieur au temps de vie des porteurs. Dans la suite de ce manuscrit, nous chercherons donc à augmenter grandement τ_p en augmentant la longueur optique de la cavité. Une

estimation grossière indique que des longueurs de cavité de plusieurs centimètres seront nécessaires. Ce travail sera l'objet du chapitre III.

Mise en module

La mise en module d'un composant permet d'obtenir de meilleures performances pour plusieurs raisons. Tout d'abord, la régulation thermique du composant est meilleure car adaptée à la taille du laser et non plus à une plaque de 2 pouces. Les effets thermiques dégradants la puissance optique seront donc moins forts. D'un point de vue mécanique, le composant est moins soumis aux vibrations. Electriquement, les contacts sont câblés assurant une alimentation en courant stable. La collecte de la lumière dans la fibre est de meilleure qualité grâce à l'utilisation d'une optique de couplage adaptée. Pour finir, le laser est clivé dans sa cavité au niveau de la fin de la zone active, dans le guide hybride. La Figure II. 34 illustre cette découpe :

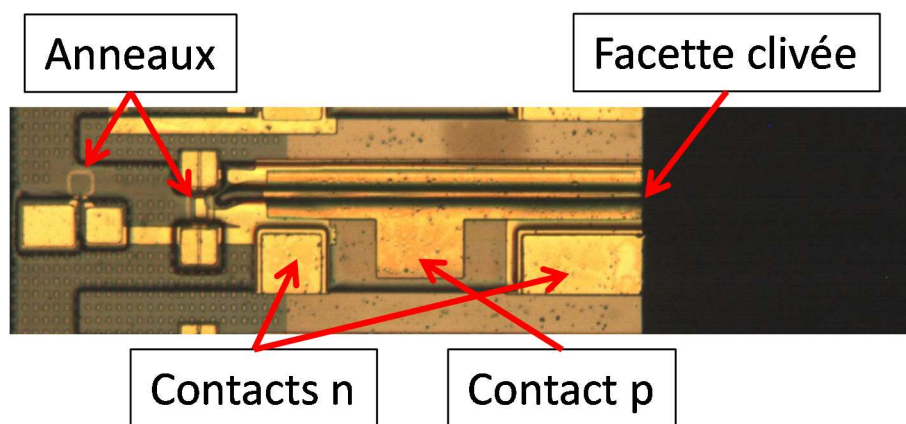


Figure II. 34 : Photo d'un composant clivé pour être mis en module.

En clivant ainsi le composant, nous éliminons donc de la cavité une transition entre le guide hybride actif et le guide passif et le miroir de Bragg de sortie c'est à dire des sources de pertes intracavité. Le miroir de Bragg en sortie est donc remplacé par une facette dont la réflectivité est estimée à 30%. De plus, le couplage ne se fait alors plus grâce à des coupleurs verticaux (6 à 8 dB de pertes) mais horizontalement (3 à 4 dB de pertes) ce qui nous permet de collecter plus de lumière. Par ailleurs, remarquons qu'en clivant la cavité, nous réduisons sa longueur, modifions donc son ISL. La position de la résonance de battement sera donc repoussée vers les hautes fréquences. La mesure suivante (Figure II. 35) a été réalisée sur un module contenant un laser dont le filtre est composé de deux anneaux. Le spectre de RIN ci-dessous a été réalisé sur une plage de fréquence entre 100 MHz-40 GHz et non plus la plage 100 MHz-20 GHz.

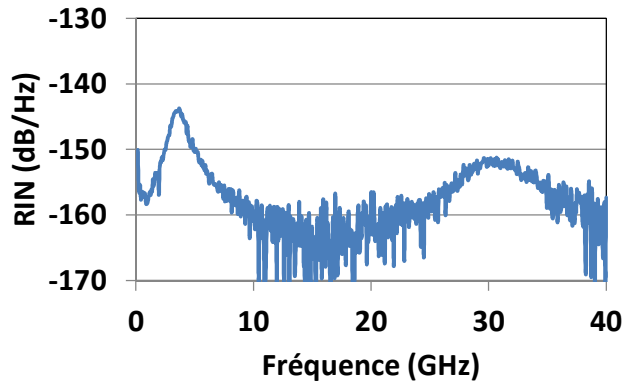


Figure II. 35 : Spectre de RIN d'un laser (filtre 2 anneaux) mis en module. $r=3.5$ (100 mA). Photocourant : 1.3 mA

Nous remarquons que grâce à la mise en module du laser, nous obtenons des niveaux de bruit d'intensité plus faible par rapport aux mesures sur plaques. Pour les lasers mesurés directement sur plaques, les oscillations de relaxation provoquaient une remontée de bruit dont le maximum était entre -130 dB/Hz et -140 dB/Hz. Dans le cas du laser mis en module, nous atteignons -145 dB/Hz. Nous estimons que la durée de vie des porteurs dans le milieu à gain reste inchangée avec la mise en module. En effet, il dépend uniquement de la structure III-V. Pour le taux de pompage utilisé pour la mesure ci-dessus ($r=3.5$), nous obtenons une durée de vie des porteurs de $\tau_e = 1800$ ps et une durée de vie des photons de $\tau_p = 6$ ps. Si ces lasers ont une dynamique de classe B, leurs performances en bruit d'intensité présentées dans ce chapitre sont encourageantes. L'augmentation de la longueur de la cavité nous permettra d'augmenter la durée de vie des photons et de nous approcher d'une dynamique de classe A.

II.5) Origines de la remontée de bruit basse fréquence (< 500 MHz)

Nous avons mis en évidence une remontée de bruit basse fréquence en dessous de 500 MHz qui est visible sur une majorité des mesures réalisées. La figure ci-dessous montre un spectre de RIN réalisé sur un laser hybride à anneaux résonants :

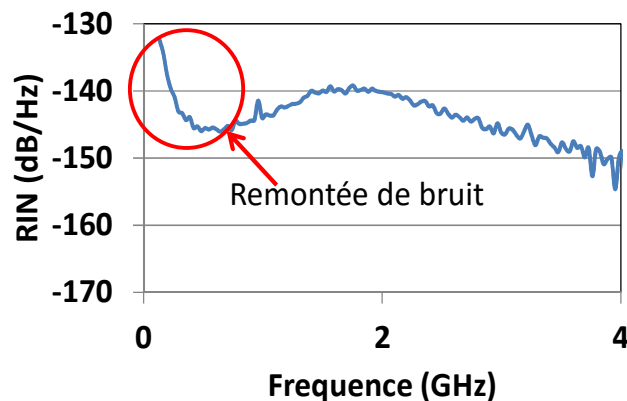


Figure II. 36 : Spectre de RIN d'un laser hybride pour un taux de pompage $r=3$.

Nous remarquons bien une remontée de bruit en basse fréquence. Dans ce paragraphe, nous donnerons plusieurs pistes pouvant expliquer ce bruit ainsi que des éléments de réponse.

Tout d'abord, le bruit causé par la source électrique alimentant le laser est connu pour causer une remontée de bruit en basse fréquence. Il peut être cependant rapidement écarté car il s'exprime à des fréquences basses (< 500 kHz). Il ne serait donc pas visible sur des spectres de RIN réalisé entre 100 MHz et 20 GHz.

Une seconde piste concerne des études montrant la présence d'un bruit en basse fréquence dont l'amplitude varie fortement en fonction des défauts dans le matériau à gain [65][66]. Il s'agit d'un phénomène encore mal connu, cependant les fréquences caractéristiques présentées dans ces papiers sont de l'ordre du kHz, et sont trop basses pour notre cas.

L'origine la plus probable en termes de fréquence caractéristique et d'amplitude serait le bruit de partition [64]. C'est un bruit qui apparaît lorsque nous mesurons le bruit d'intensité d'un seul mode d'un laser multimode. En effet, si les variations de puissance totale peuvent être faibles, il existe un échange de puissance entre les différents modes oscillants. Ainsi le bruit d'intensité de chaque mode pris séparément est plus important que le bruit d'intensité de tous les modes. Ce phénomène peut provenir autant de modes transverses que de modes longitudinaux. La figure ci-dessous montre les spectres de RIN théoriques d'un laser considéré monomode. La puissance optique contenue dans le mode dominant est de 95% et de 5% dans les modes secondaires. Une première courbe montre le spectre de RIN du laser non filtré et une deuxième celui du mode dominant seul.

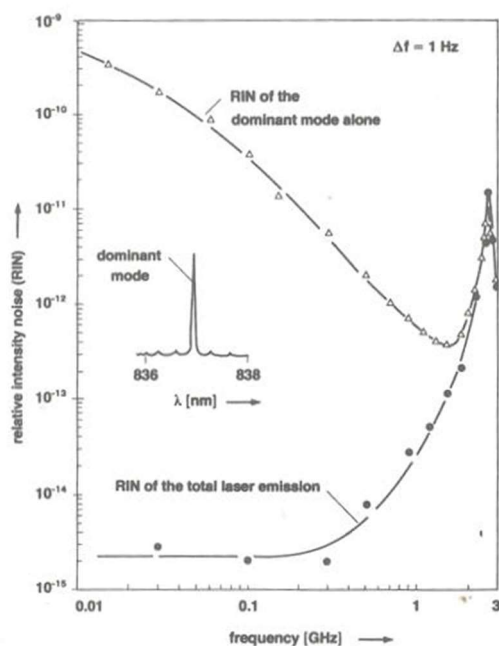


Figure II. 37 : Spectre de RIN d'un laser III.V à un taux de pompage $r=1.2$. La puissance contenue dans les modes secondaires représente 5% de la puissance totale. (Source [64])

Cette courbe montre que même si seulement 5% de la puissance optique est contenue dans les modes secondaires, il est possible d'observer du bruit de partition important. Nous pouvons alors essayer de déterminer si dans notre cas le bruit de partition provient de modes longitudinaux ou transversaux. Dans le cas des modes longitudinaux, nous avons montré que le taux d'extinction des modes secondaires est supérieur à 50 dB. Calculons alors la puissance optique contenue dans les modes secondaires. Notre laser ayant une longueur physique de l'ordre de 1 mm, son ISL est de 0.27 nm. Nous pouvons alors considérer que la bande de gain à 3 dB contient jusqu'à 150 modes Fabry-

Pérot secondaires. En considérant que le SMSR de chacun de ces modes est de 50 dB, nous en déduisons une puissance contenue dans les modes secondaires inférieure à 0.1% de la puissance totale. Nous pouvons alors espérer un bruit de partition très faible. De plus, la mesure présentée dans la Figure II. 38 laisse penser que l'origine de la remontée de bruit n'est pas causée par du bruit de partition entre des modes longitudinaux. Il s'agit de spectres de RIN mesurés au sein de nos laboratoires sur un laser III-V Fabry-Pérot [67]. Il est intéressant de noter que ces mesures ont été réalisées en utilisant le même banc de mesure que les mesures de RIN présentées dans ce chapitre.

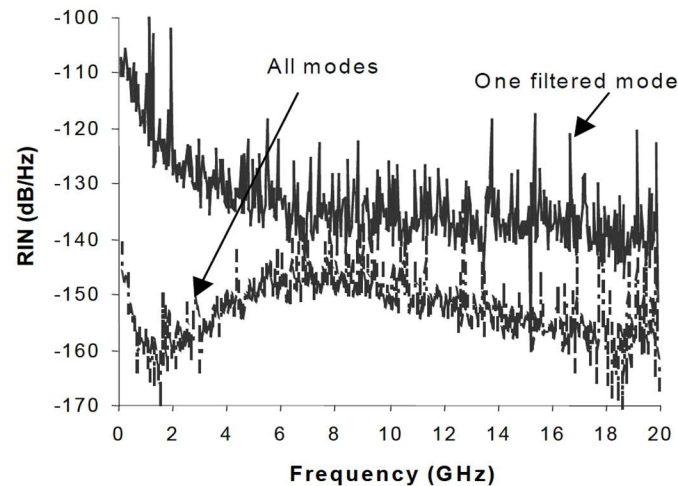


Figure II. 38 : Spectre de RIN d'un laser Fabry-Pérot réalisé sur un spectre complet et sur un seul mode filtré (source [67]).

Un premier spectre de RIN est mesuré en prenant en compte tout le signal, c'est-à-dire tous les modes du laser Fabry-Pérot. Un second spectre est réalisé en filtrant en sortie un seul mode. Ce dernier présente un important bruit de partition car une part importante de la puissance est contenue dans les autres modes. Cependant, si le spectre de RIN réalisé sur l'ensemble des modes a une intensité plus faible, nous remarquons tout de même une remontée de bruit en basse fréquence. La fréquence et les niveaux de bruit mesurés (entre -140 et -150 dB/Hz autour de 100 MHz) sont très comparables à ceux que nous avons obtenus. Nous pensons donc pouvoir affirmer que cette remontée n'est pas causée par le bruit de partition des modes longitudinaux. C'est pourquoi nous nous dirigeons vers un bruit de partition des modes transverses. Cependant, les guides en Si de la cavité sont conçus pour être monomodes. Une étude détaillée des pertes subies par les modes transverses d'ordre supérieur est nécessaire pour approfondir ce dernier point.

II.6) Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à une première architecture de lasers pouvant potentiellement atteindre un comportement dynamique de classe A, i.e. sans oscillations de relaxation : des lasers hybride III-V sur Si basé sur une cavité Fabry-Pérot et dont le filtrage spectral est assuré par des combinaisons d'anneaux résonants. Leur structure étant relativement complexe, nous avons donc commencé par la décrire élément par élément. Nous nous sommes focalisé sur les pertes qu'ils apportent et nous avons proposé quelques pistes pour les optimiser.

Nous avons ensuite abordé la question du filtrage spectrale de la cavité qui est importante pour minimiser la résonance due au battement entre le mode principal et l'ASE contenue dans les modes secondaires non oscillants. Nous avons donc conçu dans un premier temps des lasers dont la

longueur de la cavité reste raisonnable (de l'ordre du millimètre) pour s'assurer de leur fonctionnement et pouvoir en extraire les paramètres qui nous intéressent (durées de vie et pertes optiques).

Nous avons alors présenté dans la fin de ce chapitre des mesures de RIN de ces composants et évalué la durée de vie des photons dans la cavité et des porteurs dans le milieu à gain. Nous avons alors pu montrer des spectres de RIN inférieurs à -145 dB/Hz. Ces performances encourageantes nous serviront de point de départ pour concevoir des lasers de classe A dans le chapitre suivant. Notre objectif est d'atteindre des durées de vie des photons, actuellement de l'ordre de 4 ps, grande devant la durée de vie des porteurs, qui est l'ordre de 1600 ps. Nous nous dirigerons pour cela vers des cavités laser dont la longueur pourra atteindre plusieurs centimètres.

-
- [44] G.H. Duan, C. Jany, A. Le Liepvre, A. Accard, M. Lamponi, D. Make, ... & J.M. Fedeli, "Hybrid III-V on Silicon Lasers for Photonic Integrated Circuits on Silicon". *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 20(4), 158-170. (2014).
 - [45] A. Lelievre, "Conception et caractérisation de circuits photonique intégrée pour des applications telecom", Thèse de doctorat, (Decembre 2012)
 - [46] D. Marcuse "Curvature loss formula for optical fibers", *J. Opt. Soc.*, vol. 66, pp.216 -220 1976
 - [47] A.W. Snyder, I. White, & D.J. Mitchell, "Radiation from bent optical waveguides." *Electronics Letters*, 11(15), 332-333. (1975)
 - [48] Y. A. Vlasov and S. J. McNab, "Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends," *Opt. Express* 12, 1622-1631 (2004)
 - [49] J.F. Bauters, M.J. Heck, D. John, D. Dai, M.C. Tien, J.S. Barton ... & J.E. Bowers, "Ultra-low-loss high-aspect-ratio Si₃N₄ waveguides." *Optics express*, 19(4), 3163-3174 (2011)
 - [50] H. Yamada, T. Chu, S. Ishida, and Y. Arakawa, "Optical directional coupler based on Si-wire waveguides." *IEEE photonics technology letters*, 17(3), 585-587. (2005).
 - [51] B. Saleh and M. Teich, *Fundamentals of photonics*, Wiley, 1991
 - [52] Z. Lu, D. Celo, P. Duamis, E. Bernier and L. Chrostowski, « Comparison of Photonic 2*2 3-dB couplers for 220nm Silicon-on-Insulator Platforms » *Group IV Photonics* 2015.
 - [53] Z. Lu et al, "Broadband silicon photonic directional coupleur using asymmetric-waveguide based phase control" *Opt. Express*, 23, 3795-3808 (2015).
 - [54] Coldren, L. A., Corzine, S. W., & Mashanovitch, M. L. (2012). *Diode lasers and photonic integrated circuits* (Vol. 218). John Wiley & Sons.
 - [55] X. Sun, L. Zhou, J. Xie, Z. Zou, L. Lu, H. Zhu, X. Li, and J. Chen, "Tunable silicon Fabry-Pérot comb filters formed by Sagnac loop mirrors," *Opt. Lett.* 38, 567-569 (2013)
 - [56] A. Fang, H. Park, O. Cohen, R. Jones, M. Paniccia and J. Bowers, "Electrically pumped hybrid AlGaInAs-silicon evanescent laser," *Optics Express*, vol. 14, pp. 9203-9210, 2006.
 - [57] B. B. Bakir, A. Descos, N. Olivier, D. Bordel, P. Grosse, E. Augendre, L. Fulbert and J. M. Fedeli, "Electrically driven hybrid Si/III-V Fabry-Pérot lasers based on adiabatic mode transformers," *Optics Express*, vol. 19, 2011
 - [58] X. Sun, H.-C. Liu and A. Yariv, "Adiabaticity criterion and the shortest adiabatic mode transformer in a coupled-waveguide system", *Optics Letters*, vol.34, no.3 (2009)
 - [59] G. Kurczveil, P/ Pintus, M. Heck, J. Peters, J. Bowers, "Characterization of insertion loss and back reflection in passive hybrid silicon tapers", *IEEE Phot. Journal*, Vol.5, No.2, April 2013
 - [60] H.C. Casay Jr. and P.L. Carter "Variation of intervalence band absorption with hole concentration in p-type InP", *Appl. Phys. Lett.* 44.82 (1984)
 - [61] P. Dumon, W. Bogaerts, V. Wiaux, J. Wouters, S. Becks, J. Van Campenhout, D. Taillaert, B. Luyssaert, P. Bienstman, D. Van Thourhout, R. Baets, « Low-loss SOI photonic wires and ring resonators fabricated with deep UV lithography », *IEEE Phot. Tech. Letters*, Vol16, No5, May 2004
 - [62] J.C. Hulme, J.K. Doylend, & J.E. Bowers, "Widely tunable Vernier ring laser on hybrid silicon." *Optics express*, 21(17), 19718-19722. (2013)

-
- [63] F. Van Laere, G. Roelkens, M. Ayre, J. Schrauwen, D. Taillaert,, D. Van Thourhout, T.F. Krauss, R. Baets, "Compact and Highly Efficient Grating Couplers Between Optical Fiber and Nanophotonic Waveguides" J. Lightwave Technol., vol.25, No.1, January 2007
- [64] K. Petermann, "Laser diode modulation and noise" Springer Science & Business Media. (2012)
- [65] F N Hooge, T G M Kleinpenning and L K J Vandamme, "Experimental studies on 1/f noise", Rep. Prog. Phys., Vol. 44, 1981
- [66] R. J. Fronen, L. K. J. Vandamme "Low-Frequency Intensity Noise in Semiconductor Lasers" IEEE J. Quant. Ele. Vo. 24, No. 5, MAY 1988
- [67] A. Akrouf "Error-free transmission of 8 WDM channels at 10 Gbit/s using comb generation in a quantum dash based mode-locked laser" In 2008 34th European Conference on Optical Communication (pp. 1-2). (2008)

Chapitre III : Laser hybride III-V sur silicium de longueur centimétrique

Table des matières

III.1) Introduction	74
III.2) Architectures de filtres spectraux pour un laser en III-V sur Si de longueur centimétrique.....	74
III.2.a) Filtre spectral composé de trois résonateurs en anneau.....	74
III.2.b) Filtre spectral composé de deux anneaux résonants et d'un miroir de Bragg sélectif en longueur d'onde	78
III.2.c) Filtre spectral composé d'anneaux résonants en parallèle et d'un miroir de Bragg sélectif en longueur d'onde	81
Anneaux en parallèles dans un miroir de Sagnac.....	81
Anneaux en parallèles dans une cavité couplée	82
III.2.d) Conclusion	84
III.3) Durée de vie des photons dans un laser III-V sur Si : estimation et limitations.....	85
III.3.a) Expression théorique de la durée de vie des photons	85
III.3.b) Evaluation des pertes optiques dans un laser de longueur centimétrique	87
III.3.c) Evaluation de la durée de vie des photons dans un laser III-V sur Si	90
III.3.d) Conclusion	92
III.4) Bruit d'intensité relatif des lasers III-V sur Si de longueur centimétrique	92
III.4.1) Bruit d'intensité dû aux oscillations de relaxation.....	93
III.4.2) Bruit d'intensité dû au battement entre le mode oscillant et les modes non-oscillants.....	94
III.5) Fabrication des composants	96
III.6) Conclusion	97

III.1) Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit la structure d'un laser hybride en III-V sur silicium basée sur l'utilisation d'une cavité Fabry-Pérot filtrée par des anneaux résonants en Si. Les faibles pertes de propagation des guides en Si font des lasers hybrides de bons candidats pour atteindre un comportement dynamique dit de classe A, c'est-à-dire sans oscillations de relaxation. Nous avons présenté la structure générique d'un laser hybride ainsi qu'un ensemble de solutions technologiques pour optimiser les pertes optiques intra-cavité. En nous appuyant sur une étude expérimentale, nous avons étudié le RIN de lasers hybrides de longueurs millimétriques. Nous avons montré que ces lasers présentent un RIN inférieur à -145 dB/Hz sur une large bande de fréquences, de 100 MHz à 20 GHz.

Dans ce chapitre, nous cherchons à concevoir des lasers hybrides dont la cavité est suffisamment longue afin d'atteindre un comportement dynamique de classe A. Nous verrons que les longueurs mises en jeu sont de l'ordre de plusieurs centimètres. Rappelons que le battement entre le mode dominant et l'ASE contenue dans les modes secondaires est responsable de résonances dans le spectre de bruit d'intensité. Ainsi, le taux de suppression de mode secondaires (SMSR) est important pour obtenir un laser faible bruit. Le filtrage de lasers de longueurs centimétriques devient alors une étape critique. Nous proposerons donc dans un premier temps différentes solutions pour obtenir un filtre de grande finesse sans induire un excès de pertes intra-cavité.

Dans un second temps, et tout en tenant compte des pertes optiques dans un laser en III-V sur Si telles qu'estimées au chapitre précédent, nous proposons d'évaluer la longueur de cavité nécessaire à l'obtention d'un comportement dynamique de classe A. Nous présentons ensuite des simulations du RIN de ces composants et pointerons leurs limites en termes de bruit d'intensité.

III.2) Architectures de filtres spectraux pour un laser en III-V sur Si de longueur centimétrique

Dans ce paragraphe, nous présentons les architectures de filtres spectraux proposés pour des lasers hybrides en III-V sur Si de longueur centimétrique. Ces filtres ont pour objectif d'obtenir une émission mono-fréquence avec un excellent SMSR d'une part, et d'autre part de n'induire que peu de pertes optiques.

III.2.a) Filtre spectral composé de trois résonateurs en anneau

Dans le chapitre II, nous avons vu qu'un seul anneau en Si n'est pas suffisamment fin pour filtrer les modes longitudinaux d'une cavité de 1 mm de long tout en garantissant un bon SMSR. Nous avons alors utilisé un filtre optique basé sur l'utilisation de l'effet Vernier dans deux résonateurs en anneaux. De façon analogue, deux résonateurs en anneaux ne permettent pas de filtrer efficacement une cavité laser de longueur centimétrique. Nous nous sommes donc naturellement dirigés vers un filtre optique basé sur la combinaison de trois résonateurs en anneau réalisant deux effets Vernier successifs. Nous noterons leur intervalle spectral libre ISL_1 , ISL_2 et ISL_3 . La Figure III. 1 montre le schéma de principe de ce filtre.

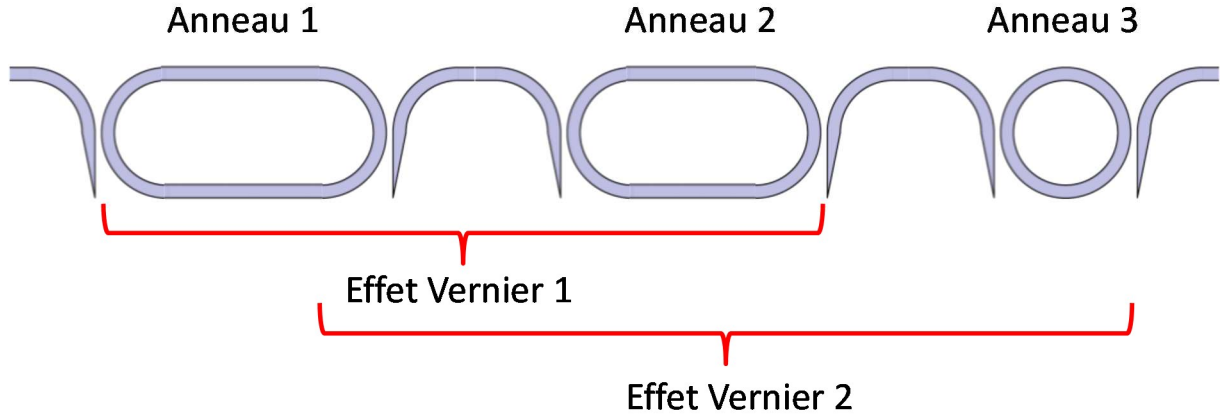


Figure III. 1 : Schéma de principe d'un filtre spectral composé de trois résonateurs en anneau.

Les deux premiers anneaux sont choisis avec une longueur optique grande. Ainsi, la finesse du filtre résultant de la combinaison des deux premiers anneaux est suffisante pour sélectionner un mode Fabry-Pérot de la cavité. Le filtre, résultant de la combinaison des deux premiers anneaux, a un ISL_i équivalent est égal à :

$$ISL_i = \frac{ISL_1 * ISL_2}{|ISL_1 - ISL_2|} \quad \text{Eq III. 1}$$

Nous choisissons le troisième résonateur en anneau avec une longueur optique plus petite que les deux premiers, avec un ISL_3 comparable à ISL_i . Au final, en combinant les trois cavités en anneau, nous obtenons alors un filtre équivalent dont ISL_{tot} est donné par l'équation suivante :

$$ISL_{tot} = \frac{ISL_i * ISL_3}{|ISL_i - ISL_3|} \quad \text{Eq III. 2}$$

Le choix de ces ISLs est régi par les conditions décrites dans le paragraphe II.3) pour obtenir une émission laser mono-fréquence. Tout d'abord, ISL_{tot} du filtre doit être supérieur à la largeur à 3dB de la bande de gain qui est de l'ordre 40 nm. Dans ces conditions, la différence de gain optique expérimenté par deux modes contenus dans deux coïncidences successives des résonances du système à 3 anneaux est suffisante pour assurer une oscillation mono-fréquence. Les différents filtres présentés dans ce chapitre auront donc un ISL_{tot} égale à 45 nm. La seconde condition est de limiter le recouvrement partiel des pics de transmission des anneaux formants l'effet Vernier. Ce phénomène est décrit par la Figure III. 2 pour le cas d'un filtre d'ISL de 45 nm composé de deux anneaux résonants d'ISLs respectifs de 2.39 nm et de 2.27 nm.

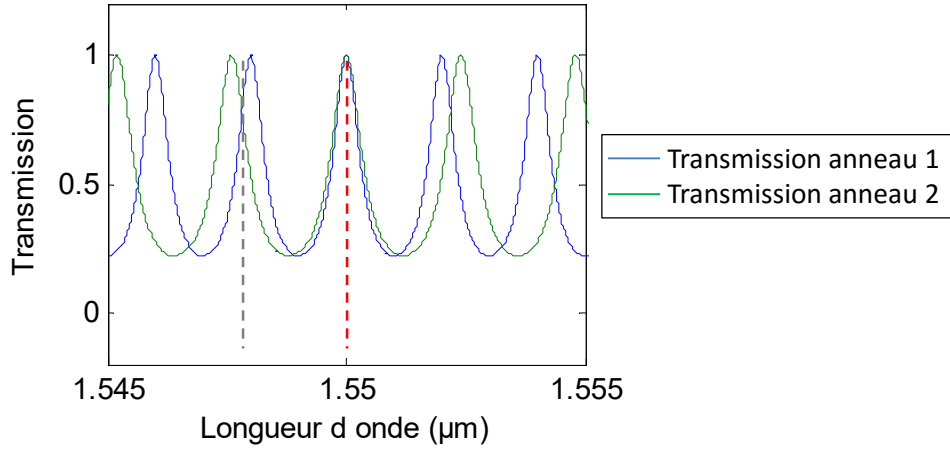


Figure III. 2 : Filtre d'ISL de 45 nm composé d'anneaux résonants d'ISLs respectifs de 2.39 nm et de 2.27 nm. La ligne en pointillés rouges montre une coïncidence des pics de transmission des anneaux et celle en pointillés gris montre une quasi-coïncidence pouvant permettre un comportement multimode.

Un mode Fabry-Pérot présent à la fréquence représentée par la ligne en pointillés gris peut alors rendre l'émission laser multimode. Rappelons que c'est cet effet qui limite la finesse qu'un filtre utilisant l'effet Vernier peut atteindre. En effet, si nous cherchons à améliorer la finesse du filtre en augmentant les longueurs optiques des anneaux tout en gardant un filtre d'ISL de 45 nm, la différence entre les ISL des anneaux diminue. Nous risquons alors de nous retrouver dans le cas présenté par la Figure III. 2. C'est pour cette raison qu'une cavité de longueur supérieure à 10 cm devient difficile à filtrer sans l'utilisation d'un 4^{ème} élément dans le filtre. Nous utiliserons des anneaux de longueurs respectives de $L_1 = 985\mu m$, $L_2 = 800\mu m$ et $L_3 = 194\mu m$. Ces valeurs permettent d'obtenir une grande finesse tout en respectant les conditions précédemment citées. Leurs ISLs ainsi que celui du filtre sont résumés dans le tableau ci-dessous.

ISL_1	ISL_2		ISL_i	ISL_3		ISL_{tot}
0.658 nm	0.81 nm	→	3.5 nm	3.247 nm	→	45 nm

Tableau III. 1 : ISL des anneaux seuls et des filtres résultants de leurs combinaisons.

Une fois définies les longueurs optiques des anneaux, le second facteur influant sur la finesse du filtre est le coefficient de transmission T des coupleurs directionnels constituant les anneaux. Cependant, nous avons vu dans le paragraphe II.3) que les pertes optiques induites par un anneau résonant augmentent rapidement quand T dépasse la valeur de 0.9. Pour limiter ces pertes, nous avons utilisé un coefficient de transmission $T = 0.9$.

La largeur à mi-hauteur $FWHM_{tot}$ (Full Width at Half Maximum) du filtre est alors déterminée par la largeur à mi-hauteur de ses anneaux résonants et plus précisément par celle des anneaux de grande longueur optique, i.e de petite $FWHM$. En effet, dans le domaine spectral, le pic de transmission résultant de la multiplication d'un pic large et d'un pic fin a une largeur proche de celle du pic fin. Par exemple, l'anneau 3 de longueur $L_3 = 194\mu m$ a une largeur à mi-hauteur environs 5 fois plus importante que celle de l'anneau 1. Son effet sur $FWHM_{tot}$ est alors négligeable. Rappelons que la largeur à mi-hauteur $FWHM$ d'un anneau de longueur L et de coefficient T est donné par :

$$FWHM = \frac{\lambda^2}{2\pi n_g L} \frac{\left(1 - T e^{-\frac{\alpha_i L}{2}}\right)}{\sqrt{T} e^{-\frac{\alpha_i L}{4}}} \quad \text{Eq III. 3}$$

Le calcul de la largeur du filtre total est plus complexe. Nous devons considérer que l'onde optique, sur un aller-retour, passe deux fois par chaque anneau. La multiplication des fonctions de transfert provoque une diminution supplémentaire de la largeur à mi-hauteur du filtre total. A titre d'exemple, pour un anneau comme l'anneau 1, la largeur à mi-hauteur d'un pic de transmission diminue d'un facteur de 1.6 après un second passage dans l'anneau. La largeur à mi-hauteur du filtre total a donc été déterminée en calculant la courbe de transmission spectrale du filtre en utilisant le logiciel Matlab et sa valeur est $FWHM_{tot} = 5.2 * 10^{-3} nm$. Le filtre a donc une finesse de $F_{tot} = ISL_{tot}/FWHM_{tot} = 8700$. Pour déterminer si un tel filtre permet d'obtenir une émission laser mono-fréquence, nous nous intéressons au rapport $FWHM_{tot}/ISL_{FP}$ où ISL_{FP} est l'ISL de la cavité Fabry-Pérot constituant le laser. Le tableau ci-dessous montre l'ISL et le rapport $FWHM_{tot}/ISL_{FP}$ pour différentes valeurs de longueur de cavités (1 cm, 5 cm et 10 cm).

Lcav	1 cm	5 cm	10 cm
ISL_{FP} de la cavité laser	$3.24 * 10^{-2} nm$	$6.48 * 10^{-3} nm$	$3.24 * 10^{-3} nm$
$FWHM_{tot}/ISL_{FP}$	0.159	0.80	1.59

Tableau III. 2 : Comparaisons du rapport $FWHM_{tot}/ISL_{FP}$ pour des cavités de longueur de 1 cm, 5 cm et 10 cm.

Nous remarquons alors que la largeur à mi-hauteur du filtre est inférieure à deux fois l'ISL d'une cavité Fabry-Pérot de longueur pouvant atteindre 10 cm. Ainsi, le mode adjacent à celui centré au milieu du pic de transmission du filtre subit des pertes optiques supplémentaires supérieures à 3 dB. Ces pertes sont suffisantes pour assurer une émission laser mono-fréquence.

Masque de fabrication

Pour limiter les pertes optiques induites par le filtre, nous nous dirigeons naturellement vers les guides RIB500 présentés dans le chapitre II. Ces derniers induisent de faibles pertes de propagation, de l'ordre de 0.5 dB/cm. Cependant, le rayon de courbure des guides RIB500 doit être supérieur à 120-150 μm pour limiter les pertes radiatives dans les guides courbes. Il n'est donc pas possible de réaliser l'anneau 3 avec ce type de guide. Nous utilisons alors des guides RIB300 ainsi qu'une transition entre les deux types de guides utilisés. La Figure III. 3 montre le masque du filtre précédemment décrit.

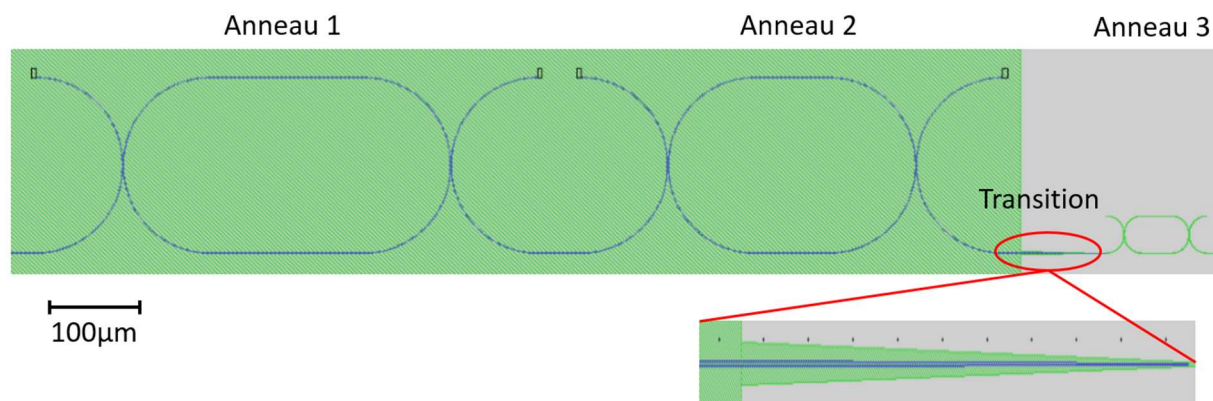


Figure III. 3 : Masque des niveaux de silicium d'un filtre composé de trois anneaux. Présence d'une transition entre les guides RIB500 à gauche et les guides RIB300 à droite.

Pertes optiques dans un filtre composé de trois anneaux résonants.

La simulation des pertes optiques lors du passage de la lumière dans les anneaux 1 et 2 est de l'ordre de 1 dB pour un coefficient de transmission $T=0.9$. Nous remarquons qu'elles sont plus

importantes que celles des anneaux présentés dans le chapitre II qui étaient de 0.5 dB/passage. En effet, malgré des pertes linéiques plus faibles dans les guides RIB500 que dans les guides STRIP, leurs grandes longueurs provoquent plus de pertes. L'anneau 3 quant à lui a une conception proche (guide et longueur utilisée) des anneaux présentés dans le chapitre II et induit donc des pertes de 0.5 dB/passage. Ainsi, pour un aller-retour dans la cavité, nous atteignons des pertes de filtrage de l'ordre de 5 dB.

Cette architecture utilisant trois anneaux résonants est complexe. Tout d'abord, elle induit des pertes optiques sur un aller-retour importantes de l'ordre de 5 dB. Rappelons que les autres sources de pertes intra-cavité sont de l'ordre de 6 à 8 dB (voir chapitre II). De plus, nous avons vu dans le chapitre II que l'utilisation d'un filtre composé de deux anneaux résonants et donc a fortiori un filtre composé de trois anneaux peut rendre instable le fonctionnement monomode du laser. Dans la suite de ce paragraphe, nous chercherons donc à étudier d'autres types de filtres pouvant améliorer ces deux points.

III.2.b) Filtre spectral composé de deux anneaux résonants et d'un miroir de Bragg sélectif en longueur d'onde

Dans le cas du filtre composé de trois anneaux résonants, les deux premiers ont une grande longueur optique (985 μm et 800 μm) et permettent d'apporter une grande sélectivité du mode oscillant, i.e. un grand SMSR. Le rôle du troisième anneau de plus faible longueur (194 μm) est alors d'augmenter l'ISL du filtre résultant jusqu'à une valeur de 45 nm. Dans ce paragraphe, nous chercherons à remplacer ce dernier anneau par un élément qui induit moins de pertes optiques et dont le fonctionnement spectral est plus stable. Nous nous sommes donc dirigés vers un réseau de Bragg sélectif en longueur d'onde, représenté dans la figure ci-dessous.

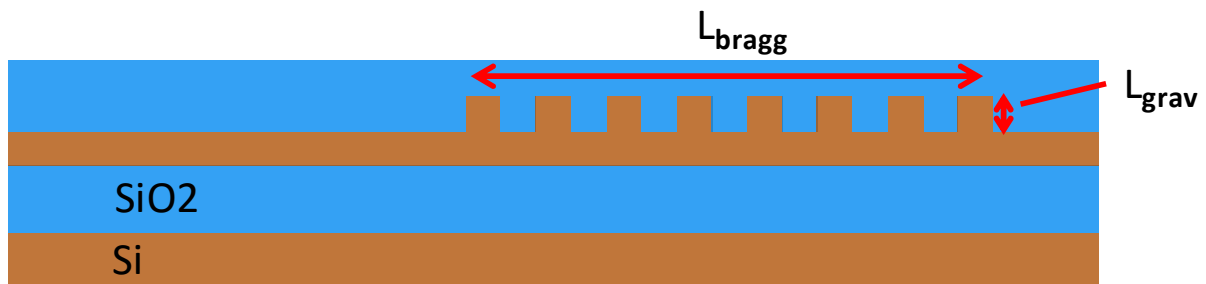


Figure III. 4 : Schéma de principe d'un miroir de Bragg

Le réseau de Bragg est obtenu par gravure E-Beam des guides optiques. La courbe ci-dessous représente la réflectivité en intensité d'un réseau de Bragg que nous avons utilisé dans les composants présentés dans le chapitre II. Il s'agit d'un miroir de Bragg de réflectivité en intensité de 100% à 1550 nm. Sa longueur est de $L_{Bragg} = 12 \mu\text{m}$ et son coefficient de couplage $\kappa = 6000 \text{ cm}^{-1}$. La fonction de transfert optique a été obtenue en utilisant la méthode des matrices de transfert présentée dans [68].

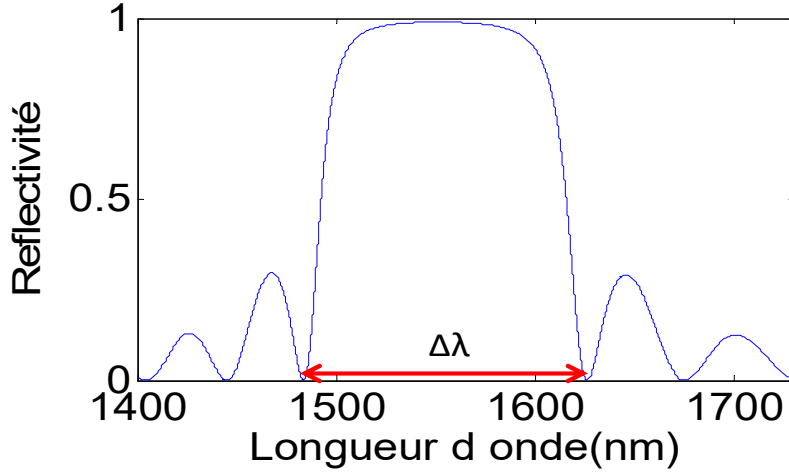


Figure III. 5 : Fonction de transfert d'un miroir de Bragg de réflectivité en intensité égale à 100% à 1550 nm en fonction de sa longueur d'onde.

La largeur spectrale $\Delta\lambda$ du miroir de Bragg est représentée sur la Figure III. 5 et est définie par la largeur spectrale entre les deux premiers trous de transmission autour de la fréquence de Bragg λ_b . Son expression théorique est donnée par l'équation suivante :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_b^2}{\pi n_g} \sqrt{\kappa^2 + \left(\frac{\pi}{L_{bragg}}\right)^2} \quad \text{Eq III. 4}$$

$$\kappa = \frac{2(n_1 - n_2)}{\lambda} \quad \text{Eq III. 5}$$

où n_1 est l'indice effectif du mode dans la dent haute et n_2 dans la dent basse, κ est le coefficient de couplage du réseau et L_{bragg} sa longueur. Afin d'aller vers un réseau de Bragg avec une grande sélectivité, nous cherchons à augmenter L_{bragg} et à réduire la force de couplage du réseau en diminuant la différence d'indice effectif ($n_1 - n_2$). Il est possible de réduire le contraste d'indice effectif entre les dents du réseau en réduisant la profondeur de la gravure L_{grav} représentée sur la Figure III. 4. D'un point de vue technologique, une gravure dont la profondeur est inférieure à 30 nm nécessite un contrôle précis. Dans le cas des guides de type RIB300 avec une profondeur de gravure de l'ordre de 30 nm, le calcul montre que le réseau de Bragg obtenu ne sera pas assez sélectif. Cependant, dans le cas de guides de type RIB500, le contraste d'indice effectif pour une gravure de 30nm est plus faible et permet d'atteindre des coefficients κ faibles. A titre de comparaison, les réseaux de Bragg utilisés dans le chapitre II sont réalisés avec une profondeur de gravure de 150nm dans un guide RIB300. Le coefficient κ est alors de l'ordre de 6000 cm^{-1} . Une réflectivité de 100% est atteinte pour une longueur de réseau $L_{bragg} = 10 \mu\text{m}$. La largeur spectrale du miroir est alors de $\Delta\lambda = 141 \text{ nm}$. L'utilisation d'un réseau de Bragg dans un guide RIB500 avec une profondeur de gravure de 30 nm, de largeur égale à 400 nm permet d'obtenir un coefficient κ de 78 cm^{-1} . Cette valeur est presque deux ordres de grandeur inférieure à celle obtenue avec le guide de type RIB300. Une réflectivité de 100% est atteinte pour une longueur de réseau égale à $400 \mu\text{m}$. La largeur spectrale est alors de $\Delta\lambda = 2.1 \text{ nm}$. Un tel miroir est intéressant pour le filtrage spectral de la cavité.

La figure ci-dessous représente la transmission en fonction de la longueur d'onde des anneaux résonants et du miroir de Bragg sélectif composant le filtre. Dans un souci de lisibilité, les ISLs des

anneaux utilisés pour tracer les spectres de transmission ne sont pas les valeurs utilisées pour la conception.

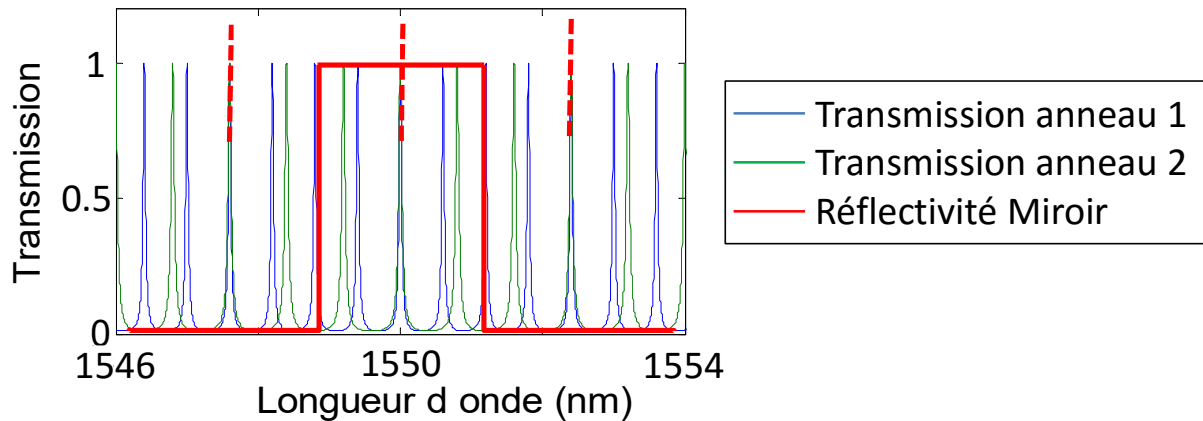


Figure III. 6 : Courbes de transmissions en fonction de la longueur d'onde de l'anneau 1 (bleu) et de l'anneau 2 (vert). Les pointillés rouges représentent les coïncidences de l'effet Vernier. Le créneau rouge représente la réflectivité du miroir de Bragg.

Le filtre est composé tout d'abord de deux anneaux résonants de longueurs $L_1 = 985 \mu m$ et $L_2 = 800 \mu m$ et de coefficient de transmission $T=0.9$. Nous obtenons par effet Vernier un filtre dont l'intervalle spectral libre est $ISL_i = 3.5 nm$. Nous utilisons alors un miroir de Bragg dont la largeur spectrale est inférieure à ISL_i , i.e $\Delta\lambda < 2.1 nm$. Le réseau de Bragg est conçu dans un guide en Si de type RIB500 dont la largeur est égale 400 nm. La profondeur de gravure et la période du réseau sont respectivement égales à 30 nm et à 248 nm. Pour une longueur de réseau de 400 μm , nous calculons une réflectivité maximale de 99.2% à la fréquence de Bragg de 1550 nm. La Figure III. 7 illustre le masque du filtre associant les deux anneaux résonants et le réseau de Bragg en réflexion.

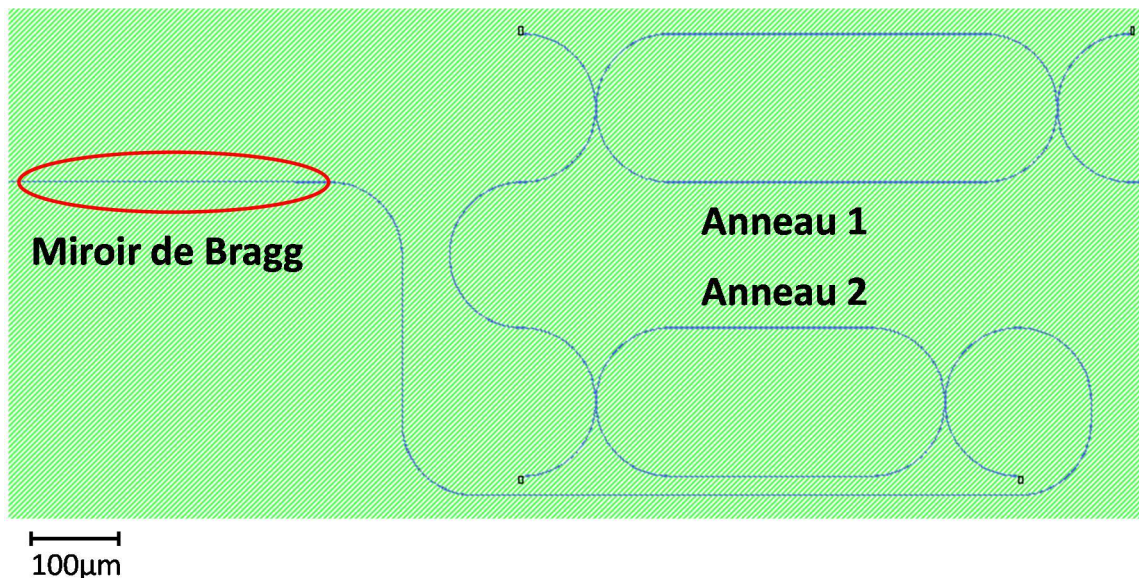


Figure III. 7 : Masque silicium du filtre composé de deux anneaux résonants et d'un miroir de Bragg sélectif.

Nous obtenons ainsi un filtre de $FWHM$ équivalente à celle du filtre composé de trois anneaux ($FWHM = 5 * 10^{-3} nm$). Cependant, les pertes optiques sont réduites à celles des deux anneaux, c'est-à-dire de 4 dB sur un aller-retour.

III.2.c) Filtre spectral composé d'anneaux résonants en parallèle et d'un miroir de Bragg sélectif en longueur d'onde

Anneaux en parallèles dans un miroir de Sagnac

Dans le présent paragraphe, nous présentons une approche qui permet de limiter les pertes optiques induites par les filtres en anneaux. Lors d'un aller-retour dans la cavité, l'onde optique passe deux fois dans chaque anneau. Ainsi pour un filtre composé de deux anneaux en série, les pertes sont égales à quatre fois les pertes apportées par un anneau. Il est possible de limiter ces pertes en parallélisant les anneaux. Ceci est rendu possible par l'utilisation d'un miroir de Sagnac comme illustré sur la figure ci-dessous.

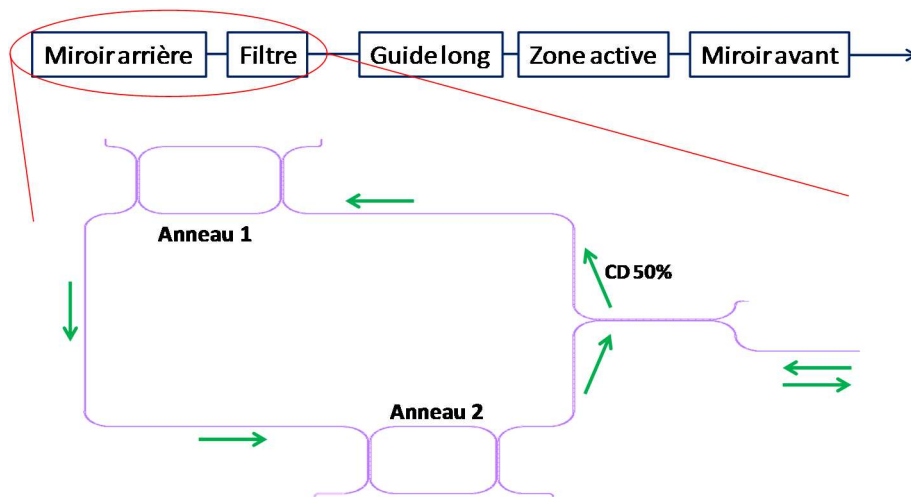


Figure III. 8 : Masque de deux anneaux insérés dans la boucle d'un miroir de Sagnac. Les flèches vertes représentent un seul des deux sens de propagation. CD 50% = Coupleur directionnel 50%.

Un miroir de Sagnac fonctionne grâce aux interférences entre les ondes propagatives circulant dans les deux sens de la boucle. Comme un anneau résonant est symétrique, les phases des deux ondes propagative et contra-propagative sont perturbées de façon identique lors du passage dans un anneau. Ainsi, le fonctionnement du miroir de Sagnac reste inchangé par l'insertion d'anneaux dans sa boucle. Grâce à cette configuration, la lumière ne passe donc plus qu'une seule fois par anneau sur un aller-retour dans la cavité. Nous divisons alors par un facteur deux les pertes optiques induites par un filtre utilisant deux anneaux résonants. Cependant, une telle configuration provoque une diminution de la finesse du filtre pour deux raisons :

Tout d'abord, il n'est plus possible d'y associer le réseau de Bragg sélectif présenté dans le paragraphe précédent. En effet, la fonction de miroir face arrière est assurée par le miroir de Sagnac. Une alternative consiste à utiliser le réseau de Bragg, jouant initialement le rôle de coupleur de sortie, comme filtre sélectif. Rappelons que ce dernier a une réflectivité de 50%, correspondant à une

longueur de réseau de $160\ \mu\text{m}$. En se limitant à une longueur de réseau de $160\ \mu\text{m}$ (contre $400\ \mu\text{m}$ pour le réseau de Bragg de réflectivité de 100%), nous obtenons une largeur spectrale de $\Delta\lambda = 4.3\text{nm}$. Cette valeur est supérieure à l'ISL du filtre équivalent à l'association des deux résonateurs en anneau. Ainsi, afin de garantir une émission monomode, il est nécessaire d'augmenter l'ISL du filtre équivalent. Cela va donc s'accompagner par une réduction de la finesse du filtre et donc du SMSR du laser. De plus, nous rappelons que les multiples passages permettent une augmentation de la finesse du filtre (paragraphe III.2.a). Ce second effet provoque donc lui aussi une réduction de la finesse du filtre.

Pour compenser ces pertes de finesse, nous cherchons alors à utiliser des anneaux résonants dont la longueur optique est plus grande. Nous nous dirigeons donc vers deux anneaux de longueur $L_1 = 1500\ \mu\text{m}$ et $L_2 = 1191\ \mu\text{m}$. L'ISL du filtre résultant est alors de 4.2 nm ce qui est suffisant en association avec le miroir de Bragg sélectif pour assurer une émission laser monomode. La largeur à mi-hauteur est alors d'environ $FWHM_{tot} = 5 * 10^{-3}\text{nm}$, équivalente à celle du filtre composé de trois anneaux résonants. Cependant, les pertes induites par chaque anneau sont plus importantes que dans le cas du filtre composé de trois anneaux en raison de leur grande longueur optique. Elles sont alors d'environ 1.5 dB par anneau c'est à dire 3 dB sur un aller-retour dans la cavité. Comparativement aux pertes dans un filtre composé de deux anneaux résonants en série et d'un miroir de Bragg sélectif (4 dB sur un aller-retour), cette solution n'apporte qu'une faible amélioration.

Anneaux en parallèles dans une cavité couplée

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que diminuer le nombre de passage de l'onde lumineuse dans les anneaux résonants permet de réduire les pertes optiques induites par le filtre. La référence [69] montre qu'il est possible d'aller plus loin dans cette direction en insérant les deux anneaux résonants non plus seulement dans la boucle d'un miroir de Sagnac mais dans deux cavités couplées. La figure ci-dessous rassemble le schéma de principe de la cavité ainsi que le masque de fabrication du filtre :

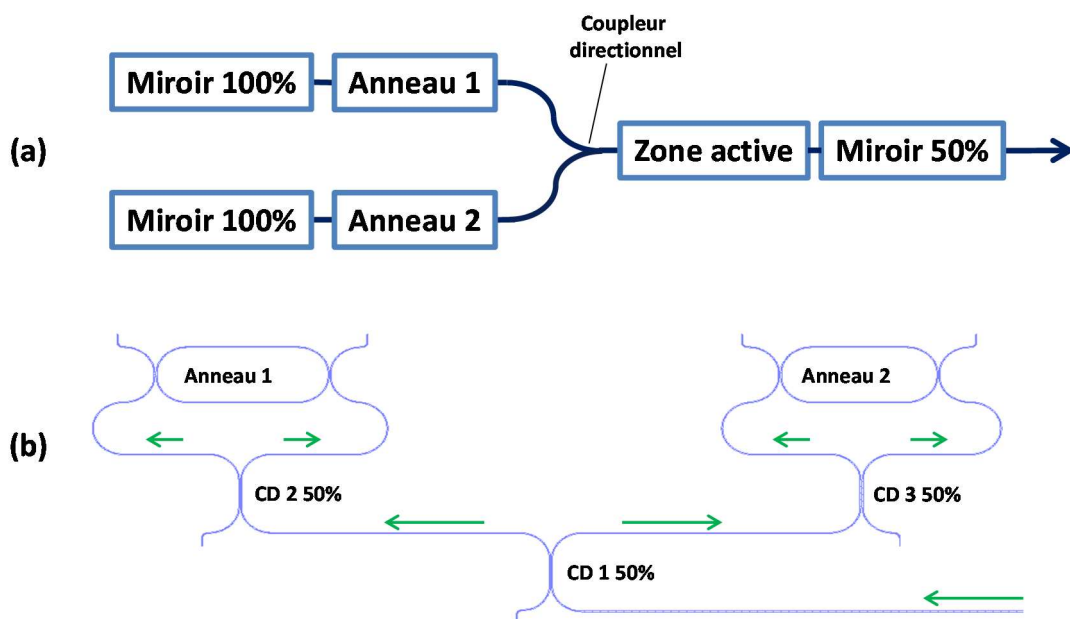


Figure III. 9 : (a) Schéma de principe d'un laser filtré par deux anneaux résonants inséré dans une cavité couplée. (b) Masque du filtre composé de deux anneaux en parallèle dans une cavité couplée. CD = Coupleur directionnel

Le filtre présenté ci-dessus a deux avantages par rapport aux précédents. Tout d'abord, lors d'un aller-retour dans la cavité, la lumière ne passe plus que par un seul anneau résonant. A titre de comparaison, pour un aller-retour dans une cavité filtrée par deux anneaux en séries tels que présentés dans la Figure III. 7, l'onde lumineuse expérimente quatre passages. Cette conception permet donc une diminution des pertes optiques par filtrage d'un facteur quatre. De plus, nous montrons dans la suite de ce paragraphe que cette conception ajoute un élément de filtrage permettant d'augmenter l'ISL total du filtre sans ajouter de perte.

Cette structure relativement complexe condense un grand nombre de fonctionnalités. Tout d'abord elle sert de miroir face arrière de façon analogue au miroir de Sagnac dans le paragraphe précédent. Ensuite le filtre comprend deux anneaux d'ISL différents permettant d'utiliser un effet Vernier. Cependant, leur disposition dans des cavités couplées permet d'obtenir un effet de filtrage supplémentaire. En effet, la différence d'ISL entre les deux anneaux induit un déphasage entre les ondes lumineuses parcourant les deux bras de la structure. Rappelons que la fonction de transfert f d'un anneau résonant est la suivante :

$$f = \frac{(1 - T)^2 \exp(-j\frac{\theta}{2}) \exp(-\frac{\alpha_0 L}{4})}{1 - T \exp(-j\theta) \exp(-\frac{\alpha_0 L}{2})} \quad \text{Eq III. 6}$$

En observant la phase de l'équation Eq III. 6, nous remarquons que deux pics de transmission successifs d'un anneau résonant présentent un déphasage de π entre eux. La Figure III. 10 illustre le déphasage qui apparaît alors entre les ondes parcourant deux anneaux résonants.

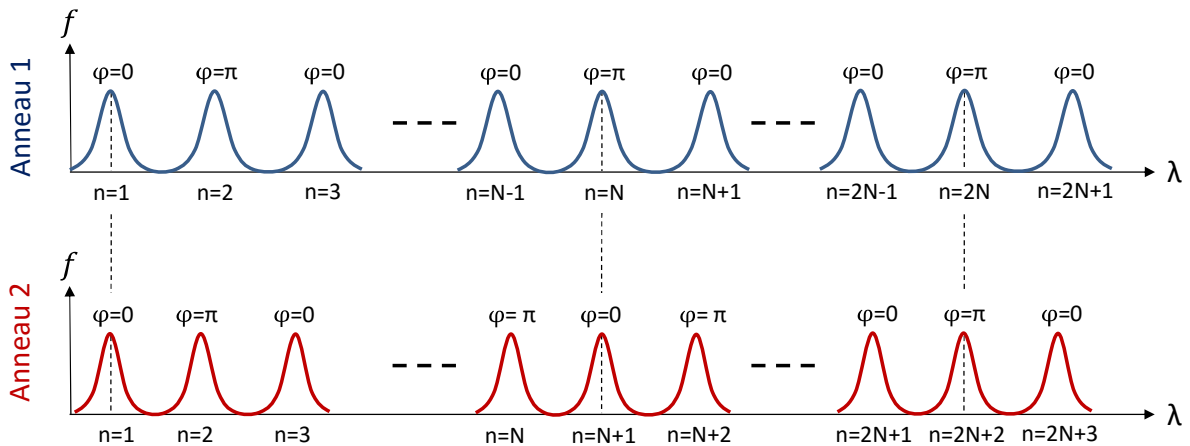


Figure III. 10 : Schéma de principe du déphasage entre les ondes lumineuses parcourant deux anneaux résonants en fonction de la longueur d'onde.

Nous observons que la différence de longueur des anneaux fait apparaître un déphasage entre les ondes lumineuses se propageant dans les deux bras de la structure. Si ce déphasage est nul à un pic de transmission de l'effet Vernier ($n=1$), il sera alors de π au pic de transmission suivant ($n=N$). A la recombinaison des deux ondes, les interférences destructives vont donc provoquer l'extinction d'un pic de transmission sur deux de l'effet Vernier. La Figure III. 11 illustre les fonctions de transfert spectrales des différents éléments du filtre : la transmission de l'anneau 1 en vert, celle de l'anneau 2 en bleu et les effets d'interférences dus au déphasage entre les deux cavités couplées en rouge. Les pointillés rouges montrent l'effet Vernier entre les deux anneaux. Le créneau en trait de couleur

orange représente la réflectivité en intensité du miroir de Bragg. Dans un souci de lisibilité, les ISLs des anneaux utilisés pour tracer les courbes ne sont pas les valeurs utilisées lors de la conception.

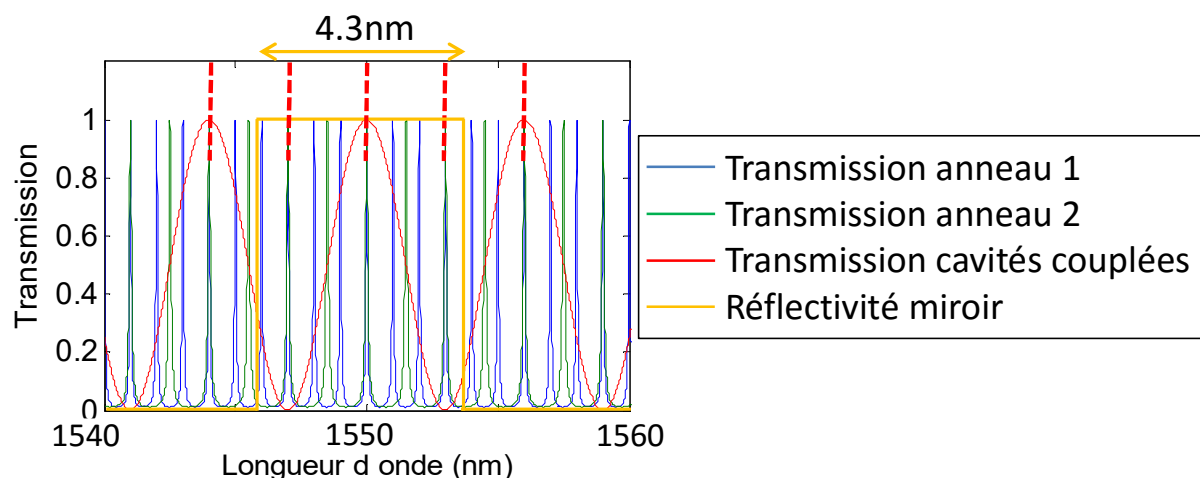


Figure III. 11 : Courbes de transmissions de l'anneau 1 (vert), de l'anneau 2 (bleu) et les effets d'interférence entre les deux cavités couplées (rouge). En pointillés rouges est représenté l'effet Vernier. Le créneau orange représente la réflectivité du miroir de Bragg.

Ainsi avec cette configuration, nous conservons une finesse de filtre d'environ $F = 8700$, identiques à celle des filtres présentés précédemment. Cependant, nous réduisons les pertes optiques induites par le filtre sur un aller-retour à celle d'un seul passage dans un anneau, i.e. de 1 dB.

III.2.d) Conclusion

Dans l'objectif de proposer des lasers présentant un comportement dynamique dit de classe A, nous cherchons à concevoir des cavités lasers de grandes longueurs. Une première estimation du temps de vie des photons dans des cavités lasers hybride III-V sur Si montre que les longueurs mises en jeu sont de plusieurs centimètres. Nous avons donc proposé différentes configurations de filtres optiques pouvant assurer une émission mono-fréquence avec des cavités pouvant atteindre jusqu'à 10 cm. Le tableau ci-dessous résume les différentes configurations de filtres ainsi que leurs performances en termes de pertes optiques.

Filtre	3 anneaux en séries	2 anneaux en séries 1 miroir de Bragg	2 anneaux en parallèles 1 miroir de Bragg	2 anneaux en cavités couplées 1 miroir de Bragg
$FWHM$ (nm)	$5 * 10^{-3}$	$5 * 10^{-3}$	$5 * 10^{-3}$	$5 * 10^{-3}$
Pertes optiques sur un aller-retour (dB)	5.4	4	3	1

Tableau III. 3 : $FWHM$ et pertes optiques des différents filtres spectraux. Coefficient de transmission des anneaux : $T=0.9$.

Dans le chapitre II et la première partie du chapitre III, nous avons décrit les différentes sources de pertes optiques intra-cavité dans un laser hybride III-V sur Si basé sur l'utilisation de cavités Fabry-Pérot filtrées spectralement. Dans la suite de ce chapitre, nous pourrions alors estimer la durée de vie des photons et ensuite le RIN de ces lasers.

III.3) Durée de vie des photons dans un laser III-V sur Si : estimation et limitations

Rappelons qu'un laser est dit de dynamique de classe A quand la durée de vie des photons dans la cavité optique est plus grande que la durée de vie de l'inversion de population. Ici, nous utilisons des lasers dont la zone active est semi-conductrice. La durée de vie de l'inversion de population, donnée par la durée de vie des porteurs dans les matériaux III-V, est de l'ordre de la nanoseconde. La durée de vie des porteurs dans la zone active est déterminée [70] par les recombinaisons radiatives et non-radiatives subites par l'électron. Les recombinaisons radiatives sont à l'origine de l'émission spontanée et donc du gain optique. Les recombinaisons non-radiatives ont deux origines principales : les défauts de la structure III-V et les recombinaisons par effet Auger [71]. Nous retiendrons que la durée de vie des porteurs dépend du dopage de la couche III-V, de la qualité de la croissance des matériaux et du dimensionnement des couches actives. Nous utilisons des plaques III-V classiques développées au sein du III-V lab pour lesquelles τ_e est de l'ordre de la nanoseconde (voir mesures chapitre II). Pour diminuer la durée de vie des porteurs, certains travaux s'appuient sur la création de défauts dans la structure en utilisant un bombardement ionique des couches actives [72]. Cela a pour effet d'ajouter des niveaux dans la bande interdite, autorisant ainsi des recombinaisons supplémentaires. Dans la référence [73], la durée de vie des porteurs est réduite de 1.8 ns à 1.7 ps. Malheureusement, cette technique, développée pour obtenir des absorbants saturables rapides en puits quantiques, induit de fortes pertes optiques dans la couche III-V. Elle n'est donc pas adaptée pour l'obtention de cavités lasers dont on contrôle le facteur de qualité, i.e. la durée de vie des photons. Notre travail se focalise donc sur l'augmentation du temps de vie des photons dans la cavité, vers des valeurs supérieures à la nanoseconde. Nous nous attarderons sur la définition et l'estimation de la durée de vie des photons dans un laser hybride III-V sur Si. Puis, nous en déduirons l'architecture de laser (longueur et pertes) pour obtenir un comportement dynamique de classe A.

III.3.a) Expression théorique de la durée de vie des photons

La durée de vie des photons est le temps moyen d'existence d'un photon dans la cavité. Il dépend donc des différentes sources de pertes dans la cavité et de sa longueur. Il est important de distinguer les pertes de propagation et les pertes ponctuelles (miroirs, filtres, guides en tapers). Sur la Figure III. 12 sont représentés à gauche le schéma de principe d'une cavité Fabry-Pérot et à droite l'évolution de la puissance lors d'un aller-retour dans une cavité Fabry Pérot froide ou passive intégrant des pertes propagatives et des pertes ponctuelles.

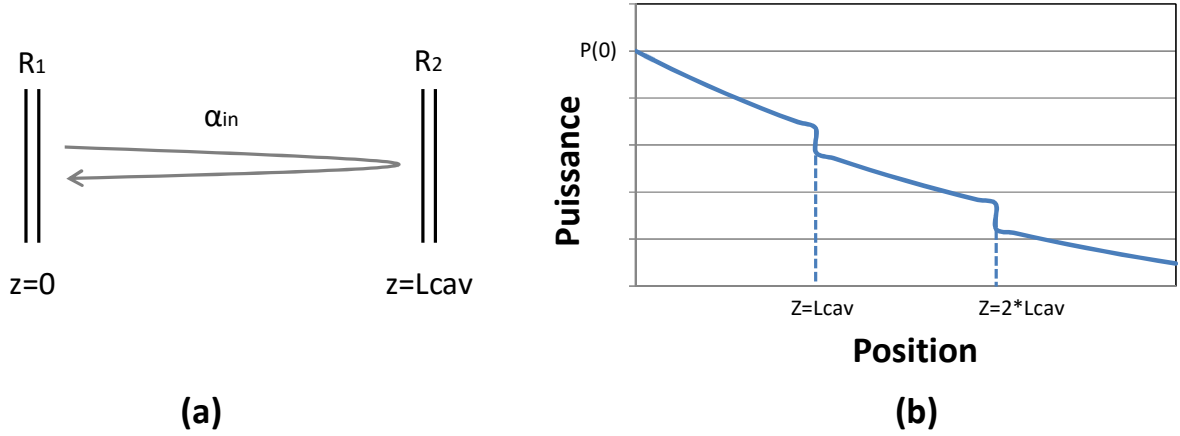


Figure III. 12 : (a) Schéma de principe d'une cavité Fabry-Pérot. (b) Courbe représentant l'évolution de la puissance optique dans une cavité Fabry Pérot froide ou passive intégrant des pertes propagatives et des pertes ponctuelles. $R_1 = 70\%$ et $R_2 = 70\%$

Telle que représentée par la figure précédente, la puissance optique décroît en suivant une loi exponentielle dans les zones où les pertes de propagation sont dominantes. Lorsque la lumière rencontre un miroir, il y a une perte de puissance spatialement ponctuelle, d'un facteur R_i où R_i est le coefficient de réflexion en intensité du miroir i . Pour un aller-retour dans la cavité, nous avons alors :

$$P(2L_{cav}) = P(0)R_1R_2e^{-\alpha_i*2L_{cav}} \quad \text{Eq III. 7}$$

où α_i sont les pertes linéiques et L_{cav} est la longueur optique de la cavité sur un aller. Nous définissons le temps de vie des photons comme le temps nécessaire pour que la puissance initiale soit divisée par $e=\exp(1)$ après un aller-retour :

$$P(\tau_p) = P\left(\frac{z}{v_g}\right) = \frac{P(0)}{e} \quad \text{Eq III. 8}$$

Nous en déduisons alors l'expression du temps de vie des photons :

$$\tau_p = \frac{n_g}{c \left(\alpha_i + \frac{1}{2L_{cav}} \ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right) \right)} \quad \text{Eq III. 9}$$

Où n_g est l'indice de groupe et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Le calcul ci-dessus s'applique à une cavité Fabry-Pérot dont la structure est simple : le guide optique est le même entre les deux miroirs et nous ne considérons pas de filtres spectraux intra-cavité. Pour l'appliquer aux conceptions de lasers monomodes III-V sur Si, il faut tout d'abord considérer les pertes apportées par les transitions III-V/Silicium et par le filtrage spectral intra-cavité. Il s'agit de pertes ponctuelles comme celles des miroirs de la cavité. D'autre part, pour comptabiliser l'utilisation de deux guides différents (guide hybride pour la zone active et guide silicium pour la partie passive), nous utiliserons un indice de groupe moyen $n_{g_{moy}}$ ainsi qu'une valeur de pertes linéiques moyenne $\alpha_{i_{moy}}$. Le temps de vie des photons est alors donné par l'expression suivante :

$$\tau_p = \frac{n_{g_{moy}}}{c \left(\alpha_{i_{moy}} + \frac{1}{2L_{cav}} \ln \left(\frac{1}{R * T_{tap} * T_{filtre}} \right) \right)} \quad \text{Eq III. 10}$$

où $R = R_1 R_2$ représente les réflexions en intensité des miroirs, T_{tap} est la transmission à travers les transitions entre le guide hybride et le guide passif en Si et T_{filtre} est la transmission à travers le filtre. Nous désignons par $n_{g_{moy}}$ et $\alpha_{i_{moy}}$ respectivement l'indice de groupe moyen et les pertes linéiques moyennes dans la cavité laser :

$$n_{g_{moy}} = \frac{n_{g_{Si}} * L_{Si_{eff}} + n_{g_{hyb}} * L_{hyb}}{L_{cav}} \quad \text{Eq III. 11}$$

$$\alpha_{i_{moy}} = \frac{\alpha_{i_{Si}} * L_{Si_{eff}} + \alpha_{i_{hyb}} * L_{hyb}}{L_{cav}} \quad \text{Eq III. 12}$$

Où $n_{g_{hyb}}$ et $n_{g_{Si}}$ sont les indices de groupe dans les guides hybride et en Si, L_{hyb} la longueur des guides hybrides et $L_{Si_{eff}}$ la longueur effective des guides en Si. $L_{Si_{eff}}$ prend en compte la longueur des guides Si ainsi que la longueur moyenne parcourue par l'onde lumineuse dans les anneaux résonants. Dans un résonateur, la longueur physique effective L_{eff} parcourue par l'onde lumineuse vérifie l'équation suivante [74] :

$$L_{eff} = \frac{\partial \varphi}{\partial \omega} c \quad \text{Eq III. 13}$$

où φ est le déphasage entre l'entrée et la sortie du résonateur et ω la pulsation de l'onde. La longueur effective des guides en Si, $L_{Si_{eff}}$, prend alors la forme suivante :

$$L_{Si_{eff}} = L_{Si} + \frac{\partial \varphi_{filtre}}{\partial \omega} c \quad \text{Eq III. 14}$$

Où L_{Si} est la longueur physique des guides en Si et φ_{filtre} le déphasage subi par l'onde lumineuse en passant dans le filtre. φ_{filtre} dépend alors du type de filtre utilisé (anneaux résonants, MZI...) et se déduit des équations de transmission du filtre.

III.3.b) Evaluation des pertes optiques dans un laser de longueur centimétrique

La structure générique du laser hybride de longueur centimétrique est très proche de celles des lasers présentées dans le chapitre II. Nous modifions principalement la longueur du guide optique en Si et le filtre intra-cavité. Nous devons aussi reconsidérer le gain optique, apportée par la zone III-V, et donc sa longueur, afin de compenser les pertes ajoutées par l'allongement de la cavité. Commençons donc par résumer nos estimations des pertes intra-cavité. La figure ci-dessous schématise les différentes sources de pertes optiques dans un laser de structure générique et de longueur centimétrique.

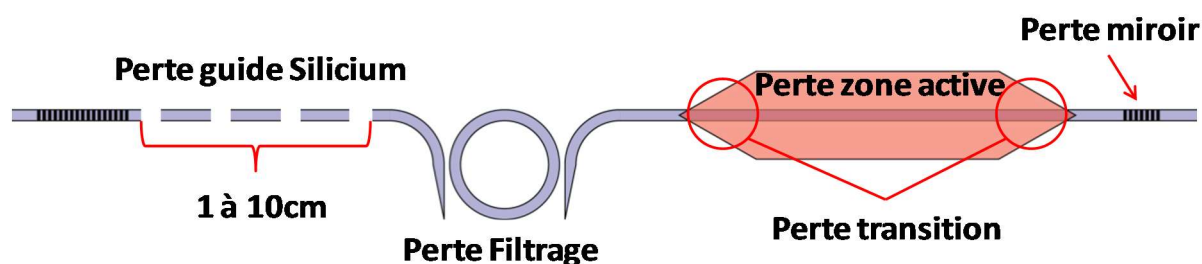


Figure III. 13: Schéma de la structure d'un laser long. Le filtrage assuré par les architectures complexes présentées dans le paragraphe III.2) est représenté par un seul anneau.

Le laser est composé d'une cavité Fabry-Pérot fermée par deux miroirs dont les réflectivités en intensité valent respectivement 100% et 50%. Les pertes induites par les miroirs sur un aller-retour sont donc de l'ordre de 3dB. Rappelons qu'augmenter la réflectivité des miroirs augmente le temps de vie des photons mais peut diminuer considérablement la puissance de sortie du laser. Au vu des puissances de sortie obtenues sur les lasers présentés dans le chapitre II, i.e. de l'ordre de quelques mW, des puissances optiques plus faibles risquent de dégrader le plancher de mesure de RIN du laser.

La cavité sera allongée en utilisant des enroulements de guide en silicium comme le montre la Figure III. 14. Par cette technique, il est possible d'atteindre des longueurs de plusieurs centimètres dans une surface compacte (1 mm^2). La compacité de ces motifs est limitée par deux paramètres : (i) le rayon de courbure minimal que peut supporter le guide sans induire de pertes supplémentaires non négligeables et (ii) l'espacement minimal entre les guides en Si évitant un couplage évanescent entre eux. La Figure III. 14 représente le masque d'un guide RIB500 de longueur totale égale à 10 cm de long. Le rayon de courbure utilisé est de $150 \text{ } \mu\text{m}$. Avec ce rayon de courbure, nous estimons par le calcul que les pertes induites sont de l'ordre de $3.3 \cdot 10^{-5} \text{ dB/virage}$. L'espacement entre les guides est de $10 \text{ } \mu\text{m}$ pour lequel nous considérons le couplage évanescent entre les guides nul.

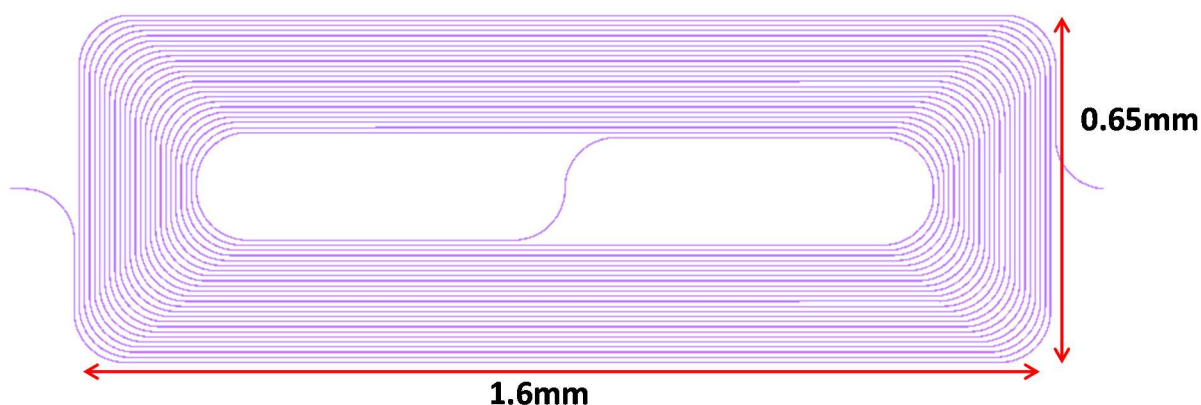


Figure III. 14 : Masque d'un guide silicium de type RIB500 de 10 cm de long. Rayon de courbure de $150 \text{ } \mu\text{m}$ et espacement entre les guides de $10 \text{ } \mu\text{m}$

Les mesures présentées dans le chapitre II ont montré des pertes linéiques de 0.5 dB/cm dans un guide RIB500 droit. Comme les pertes induites par les virages sont faibles, nous estimons les pertes de propagation lors de la transmission à travers un guide de longueur égale à 10 cm de 5 dB.

Les transitions entre la zone active et le guide en Si induisent des pertes qui sont difficilement mesurables en raison de l'absorption et du gain apporté par les matériaux actifs. Nos simulations ont

montré un transfert de puissance entre le guide hybride et le guide en Si de l'ordre de 92-95%, ce qui est équivalent à des pertes entre 0.2 et 0.35 dB. Une étude expérimentale réalisée par l'Université de Santa Barbara [75] sur le même type de taper montre des pertes de 0.5 dB/transition ce qui est proche de nos simulations. Nous considérerons dans la suite que les pertes induites par les transitions entre les guides hybrides et les guides en Si sont de l'ordre de 0.5 dB/transition.

L'augmentation de la longueur des guides en Si induit des pertes optiques importantes. Pour s'assurer d'obtenir une puissance optique suffisante (idéalement de quelques milliwatts), nous utilisons des zones actives présentant un gain optique net élevé. Pour cela, nous augmentons la longueur de la couche active, en comparaison à celle utilisées dans le chapitre II. Nous nous sommes dirigés vers des longueurs de 800 μm (au lieu de 400 μm). Les pertes dans la zone active ont différentes origines. Les pertes par absorption entre les niveaux de la bande de valence (IVBA : Inter-Valence Band Absorption) constituent la plus importante source de pertes. Nous avons montré dans le paragraphe II.2.g) que nous pouvons les réduire en élargissant la partie en silicium du guide hybride, ce qui entraîne une diminution du confinement du mode dans la zone InP dopé p. Nous pouvons ainsi atteindre un confinement dans l'InP(p) de l'ordre de $\Gamma = 10\%$. Selon la référence [76], pour un dopage de $3 * 10^{18} \text{cm}^{-3}$, les pertes linéiques dans l'InP atteignent $\alpha_{i_{InP}} = 175 * \Gamma = 17.5 \text{ dB/cm}$ [77]. Les pertes linéiques dues aux rugosités du guide III-V sont considérées faibles comparées aux pertes par IVBA. Nous considérons alors les pertes dans la zone active égale à 1.4 dB.

Le tableau ci-dessous rassemble les différentes valeurs de pertes optiques intra-cavité pour un aller-retour dans la cavité d'un laser de 10 cm, en les comparant avec celles des lasers de longueurs millimétriques présentées dans le chapitre II. Dans le cas de la cavité de 10 cm, nous considérons l'utilisation du filtre composé d'un miroir de Bragg sélectif et de deux anneaux résonants insérés dans des cavités couplés.

	Cavité de 1.2mm	Pertes estimées	Cavité de 10cm	Pertes estimées
Miroirs	$R_1 = 100\%$ $R_2 = 30\%$	5.2 dB	$R_1 = 100\%$ $R_2 = 50\%$	3 dB
Filtre	0.5 dB/anneau 4 passages	2 dB	1 dB/anneau 1 passage	1 dB
Transition III-V/Si	0.5 dB/transition 4 passages	2 dB	0.5 dB/transition 4 passages	2 dB
Pertes d'absorption dans l'InP(p)	17.5 dB/cm 400 μm	0.7 dB	17.5 dB/cm 800 μm	1.4 dB
Perte de propagation dans le guide Si	3.8 dB/cm 1.2 mm*2	0.9 dB	0.5 dB/cm 10 cm*2	10 dB
	Total	10.8 dB	Total	17.4 dB

Tableau III. 4 : Comparaison des pertes optiques intra-cavité lors d'un aller-retour entre un laser hybride de 10 cm optimisé et celle d'un laser de 1.2 mm dont l'architecture est présentée dans le chapitre II.

Nous remarquons que grâce aux différentes optimisations proposées, les pertes optiques dans les cavités centimétriques restent comparables à celles dans les cavités millimétriques. Nos connaissances des pertes intra-cavité sont alors suffisantes pour estimer le temps de vie des photons dans ces cavités.

III.3.c) Evaluation de la durée de vie des photons dans un laser III-V sur Si

Etudions maintenant l'évolution du temps de vie des photons en fonction de la longueur de la cavité. Rappelons que nous distinguons deux types de pertes : Les pertes de propagation dans le silicium et les pertes que nous appelons ponctuelles, c'est-à-dire indépendantes de la longueur de la cavité (transitions, IVBA, filtres en anneaux).

Influence des pertes linéiques :

Pour de grandes longueurs de cavité, les pertes linéiques deviennent prépondérantes par rapport aux pertes ponctuelles. La durée de vie des photons tend alors vers une valeur limite $\tau_{p_{lim}}$ qui ne dépend que de l'indice de groupe dans le guide silicium $n_{g_{Si}}$ et de ses pertes linéiques $\alpha_{i_{Si}}$. Cette valeur est indépendante des pertes ponctuelles intra-cavité. L'expression de $\tau_{p_{lim}}$ est donnée par la valeur limite de l'Eq III. 10 quand L_{Si} devient grande :

$$\tau_{p_{lim}} = \frac{n_{g_{Si}}}{c * \alpha_{i_{Si}}} \quad \text{Eq III. 15}$$

L'indice de groupe du mode dépend du guide utilisé :

$$n_g = n_{eff} + \lambda \frac{dn_{eff}}{d\lambda} \quad \text{Eq III. 16}$$

où n_{eff} est l'indice effectif du mode. Plus le guide est étroit (ex : guide STRIP), plus n_{eff} sera faible. En effet, le mode « déborde » du guide. Il est donc plus présent dans la silice dont l'indice est plus faible ($n_{SiO_2} = 1.44$ contre $n_{Si} = 3.47$). Cependant, dans un tel guide, l'indice effectif a grande dépendance à la longueur d'onde. Ainsi l'indice de groupe est finalement plus élevé que celui d'un guide large. Dans le tableau ci-dessous, nous présentons les propriétés optiques de trois guides en Si différents : type de guide, pertes linéiques, et indices optiques. Ensuite, nous calculons pour chaque guide la durée de vie des photons limite, atteinte pour de grande longueur de cavité, quand les pertes ponctuelles deviennent négligeables devant les pertes de propagation.

	STRIP	RIB300	RIB500
Pertes linéiques	3.8 dB/cm	1.7 dB/cm	0.5 dB/cm
Indice effectif	2.306	2.796	3.143
Indice de groupe	4.424	3.757	3.660
$\tau_{p_{lim}}$	169 ps	320 ps	1060 ps

Tableau III. 5 : Paramètres des différents types de guides silicium

Nous remarquons que la variation d'indice de groupe d'un guide à l'autre est moins importante que la variation des pertes linéiques. Nous réaffirmons donc l'intérêt des guides de type RIB500 pour obtenir de grand temps de vie des photons. Dans la Figure III. 15, nous montrons l'évolution de la durée de vie des photons en fonction de la longueur de la cavité pour différentes valeurs de pertes linéiques. Les pertes ponctuelles dans cette simulation sont égales à 7.4 dB.

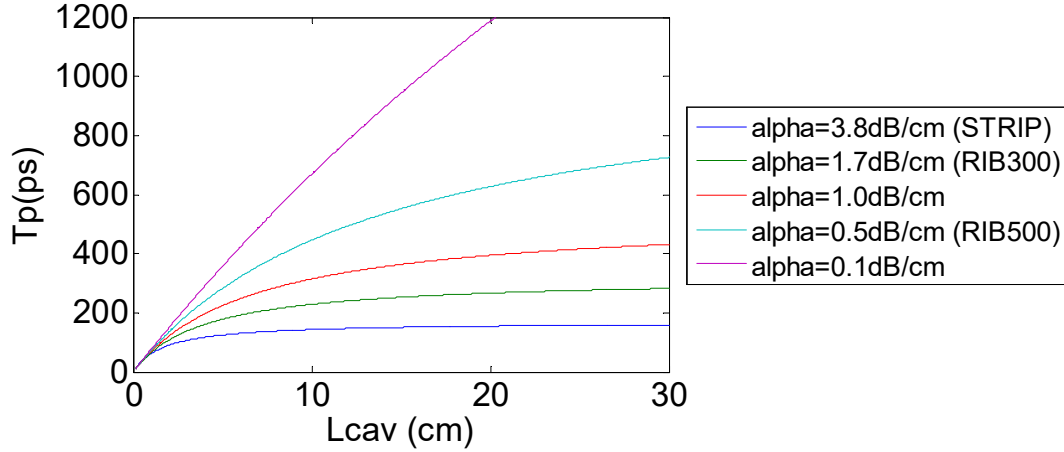


Figure III. 15 : Temps de vie des photons en fonction de la longueur de la cavité pour différentes valeurs de pertes linéiques. Les pertes ponctuelles sont égales à 7.4 dB.

Dans le cas d'un guide STRIP, le temps de vie des photons converge rapidement vers sa valeur limite pour des cavités de quelques centimètres. L'utilisation de guide présentant des pertes linéiques faibles (RIB300 et plus particulièrement RIB500) permet de repousser le point de convergence vers des longueurs de cavités plus importantes. Ainsi tout d'abord, à longueur de cavité égale, les guides RIB500 permettent d'atteindre des valeurs de τ_p plus élevées. Ensuite, ils permettent l'utilisation de cavités pouvant atteindre 10 cm à 30 cm.

Si les guides RIB500 permettent une augmentation significative du temps de vie des photons par rapport aux guides STRIP, nous avons montré que le temps de vie des photons ne pourra qu'au mieux s'approcher de sa valeur limite de 1 ns. Cette valeur est insuffisante pour obtenir un comportement dynamique de classe A. La Figure III. 15 nous montre qu'il est nécessaire d'aller vers des guides à très faibles pertes, inférieur à 0.1 dB/cm. La plateforme SOI (silicon-on-insulator) que nous utilisons ne nous permet pas actuellement d'obtenir ces performances. Il peut alors être nécessaire de se diriger par exemple vers la plateforme SiN (Nitrure de silicium) évoquée dans le chapitre I. Cette dernière permet la réalisation de guide optique dont les pertes linéiques peuvent atteindre 0.1 dB/m [78][79].

Influence des pertes ponctuelles

Les pertes ponctuelles n'influent pas sur la valeur limite du temps de vie des photons $\tau_{p\lim}$. Elles modifient la pente à l'origine de la courbe du temps de vie des photons en fonction de la longueur de la cavité, i.e. la vitesse de convergence de τ_p vers sa valeur limite. La Figure III. 16 illustre ce phénomène en montrant l'évolution du temps de vie des photons en fonction de la longueur de la cavité pour différentes valeurs de pertes induites par le filtre optique. Cette simulation est réalisée pour une cavité formée par des guides RIB500 (pertes linéiques de 0.5 dB/cm) et dont les pertes ponctuelles en dehors du filtre optique sont de 6.4 dB.

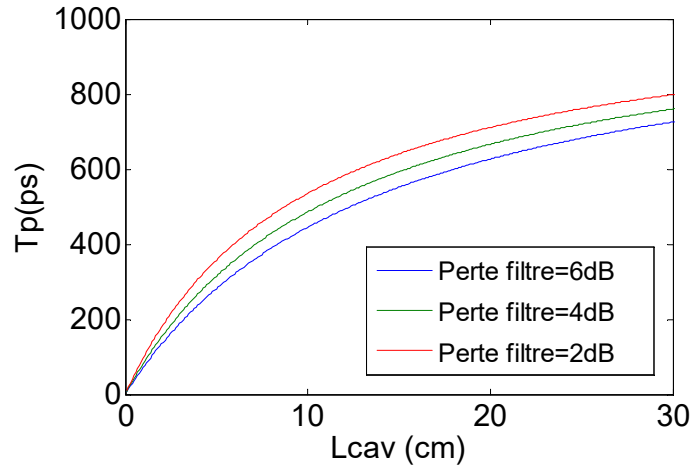


Figure III. 16 : Temps de vie des photons en fonction de la longueur de la cavité pour différentes valeurs de pertes induites par le filtre optique. Type de guide : RIB500. Pertes ponctuelles hors filtre : 6.4 dB.

Cette figure montre pour une longueur de cavité fixée, minimiser les pertes intra-cavité permet d'atteindre des temps de vie des photons plus élevés. Ce résultat est montré pour les pertes optiques du filtre mais est transposable aux autres sources de pertes ponctuelles (miroirs, transitions guide hybride/Si). L'optimisation des pertes ponctuelles est donc importante. En effet, rappelons que nous avons proposé dans le paragraphe III.2) des filtres optiques permettant d'assurer une émission mono-fréquence pour des cavités jusqu'à 10 cm. Au-delà de cette longueur, il est nécessaire de concevoir des filtres plus complexes.

III.3.d) Conclusion

Nous avons montré qu'il est difficile, avec les configurations de cavités proposées et les niveaux de pertes accessibles avec la plateforme Si, d'atteindre une durée de photons de l'ordre de quelques ns. L'utilisation de guide RIB500 nous permet seulement d'obtenir une durée de vie des photons s'approchant de la nanoseconde. Cependant une augmentation du temps de vie des photons permet de modifier à la fois la fréquence et l'amplitude de la résonnance de bruit causée par les oscillations de relaxation. En effet, rappelons que la valeur maximum du RIN est atteinte à la fréquence des oscillations de relaxation et diminue quand la durée de vie des photons augmente.

Le choix de la longueur de la cavité est principalement déterminé par les pertes linéiques des guides passifs en Si utilisés. Nous nous dirigeons donc vers des cavités dont la longueur est comprise entre 1 et 10 cm car le temps de vie des photons converge rapidement vers sa valeur limite pour des valeurs supérieures. Nous verrons par ailleurs que pour de telles longueurs, le bruit d'intensité causé par les oscillations de relaxation devient négligeable. Cependant les résultats de mesures de pertes de propagation des guides RIB500 ont donné d'excellents résultats (0.5 dB/cm) et justifieraient la conception de cavités plus longues.

III.4) Bruit d'intensité relatif des lasers III-V sur Si de longueur centimétrique

Nous avons montré par le calcul, qu'il est possible d'atteindre une durée de vie de photons dans la cavité approchant la nanoseconde. Dans ces conditions et en supposant que la dynamique de

classe A n'est pas atteinte, nous nous attendons à observer une variation significative de la résonance causée par les oscillations de relaxation du laser par rapport à celles des lasers de longueur millimétrique présentés dans le chapitre II. Par ailleurs, compte tenu des longueurs optiques mises en jeu, de l'ordre de quelques cm, nous nous attendons à observer un impact plus important du bruit d'intensité dû au battement entre le mode oscillant et les modes non-oscillants. Ces résonances, dont les fréquences sont les multiples de l'ISLs de la cavité laser, seront donc localisées dans la bande de fréquences qui nous intéresse, i.e. de 100 MHz à 20 GHz. Dans cette partie, nous présentons le spectre de RIN de lasers hybrides en III-V sur Si de longueur centimétrique. Nous séparerons les deux contributions principales qui sont d'une part le bruit d'intensité dû aux oscillations de relaxation, et d'autre part le bruit d'intensité dû au battement entre le mode oscillant les modes non-oscillants.

III.4.1) Bruit d'intensité dû aux oscillations de relaxation

De manière générale, l'augmentation de la durée de vie des photons dans une cavité laser repousse la fréquence des oscillations de relaxation vers les basses fréquences. Etudions le bruit d'intensité relatif dû aux oscillations de relaxation dans les lasers présentés dans le présent chapitre. Leurs structures et leurs pertes sont résumées dans le paragraphe III.3.b). La cavité est constituée de deux miroirs de réflectivités respectives de 100% et 50%. L'émission laser monomode est supposée obtenue grâce à l'utilisation de deux anneaux résonants en parallèle dans des cavités couplées et d'un miroir de Bragg sélectif en longueur d'onde. Ici, nous fixons le taux de pompage à $r = I/I_{th} = 2$ qui est proche des points de fonctionnement utilisés lors des mesures de RIN réalisées dans le chapitre II. Nous supposons que pour ce courant d'injection, la durée de vie des porteurs est égale à 1.5 ns. Dans la suite, nous faisons l'hypothèse qu'en augmentant la longueur de la cavité laser de 1 mm à 10 cm, nous n'impactons pas la puissance optique extraite du laser ni la durée de vie des porteurs dans la zone active. Cette hypothèse nous permet de réduire le nombre de paramètres à faire varier et de donner une description qualitative du comportement du RIN avec l'augmentation de la longueur de la cavité laser. Les courbes ci-dessous montrent l'évolution du spectre de RIN du laser en fonction de la longueur de cavité. Nous représentons uniquement le bruit d'intensité du laser dû aux oscillations de relaxation. L'expression du RIN utilisée est présentée en annexe A (équation Eq A.40).

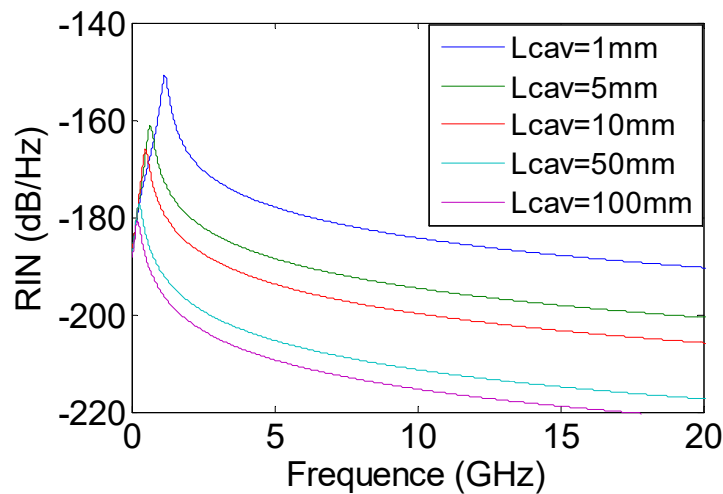


Figure III. 17 : Spectres de RIN dus aux oscillations de relaxation pour plusieurs valeurs de longueur de la cavité laser. $\tau_e = 1.5 \text{ ns}$, $r = 2$ et $P_{out} = 5 \text{ mW}$.

Si les oscillations de relaxation sont encore présentes, l'augmentation de la longueur de la cavité repousse leur fréquence de 1.3 GHz à 160 MHz pour une longueur de cavité allant de 1 mm à 100 mm. De plus, nous observons une diminution significative du maximum de RIN. Pour une longueur de cavité allant de 1 mm à 100 mm, RIN_{max} est réduit de -150 dB/Hz à -180 dB/Hz. Nous retenons que le maximum du RIN peut diminuer quand nous augmentons la longueur de la cavité, si nous acceptons l'hypothèse que la durée de vie des porteurs, la puissance extraite du laser ainsi que son taux de pompage restent inchangés. En pratique, l'augmentation de la longueur de la cavité va induire des pertes supplémentaires qui vont se traduire par un courant de seuil plus élevé. Nous nous attendons donc à solliciter une densité de porteurs plus importante pour obtenir une puissance optique équivalente. Une deuxième source de bruit contribue à la définition du spectre de RIN du laser : le battement entre le mode oscillant et les modes non-oscillants. Rappelons que la fréquence de battement correspond à l'ISL du laser. Ainsi en augmentant la longueur de la cavité, nous repoussons également ces résonances vers les basses fréquences. Dans le paragraphe suivant nous détaillerons cette seconde contribution au bruit d'intensité du laser.

III.4.2) Bruit d'intensité dû au battement entre le mode oscillant et les modes non-oscillants

Le bruit dû au battement entre le mode oscillant et l'ASE localisée aux fréquences des modes non-oscillants se traduit par un bruit résonant aux fréquences harmoniques de l'ISL du laser. Cette contribution au bruit du laser a été décrite dans le chapitre I. Rappelons que la résonance d'ordre p prend la forme suivante :

$$RIN_p(f) = \frac{\gamma_m \gamma_{cav} h \nu_0}{P_{out}} \frac{1}{(2\pi(f - f_p))^2 + (\delta\gamma_p/2)^2} \quad \text{Eq III. 17}$$

$$\delta\gamma_p = \frac{c}{2 * L_{cav}} 2[1 - T(\nu_p)] \quad \text{Eq III. 18}$$

où γ_m est le taux de décroissance du nombre de photons dû à la transmission du miroir de sortie, γ_{cav} le taux de décroissance du nombre de photons, h la constante de Planck, ν_0 la fréquence d'émission du laser, P_{out} sa puissance de sortie. f_p est la fréquence du battement du mode secondaire d'ordre p et est égale à $f_p = p * ISL$. $\delta\gamma_p$ est le taux d'amortissement du mode d'ordre p . $T(\nu_p)$ est le facteur de transmission du filtre à la fréquence ν_p du mode d'ordre p . Trois facteurs sont donc importants et susceptibles d'être modifiés pour améliorer les performances de bruit du laser. Tout d'abord, nous rappelons que l'extinction des modes secondaires doit être la plus importante possible. C'est pourquoi dans ce chapitre, nous avons travaillé à garder une bonne finesse de filtrage malgré l'utilisation de longues cavités. Ensuite nous remarquons qu'il est toujours important d'augmenter le temps de vie des photons pour limiter l'amplitude de la résonance. Ainsi pour un SMSR constant, l'augmentation de la longueur de la cavité est bénéfique pour limiter le bruit de battement. Enfin l'amplitude de la résonance de battement dépend aussi de la puissance de sortie du laser. Nous devons donc être prudents dans nos simulations car en l'absence de mesures sur des composants existants, il est difficile d'estimer la puissance de sortie de ces lasers.

Les courbes présentées ci-dessous sont des simulations du RIN d'un laser de 10 cm de longueur dont le filtrage est assuré par deux anneaux en parallèle dans des cavités couplées et d'un miroir de

Bragg sélectif en longueur d'onde. L'ISL du laser vaut 400 MHz. La simulation prend en compte une puissance de sortie de $P_{out} = 5 \text{ mW}$ pour un taux de pompage $r = 2$. Pour ces deux paramètres et en considérant une durée de vie des porteurs de 1.5 ns, la fréquence des oscillations de relaxation est de 160 MHz.

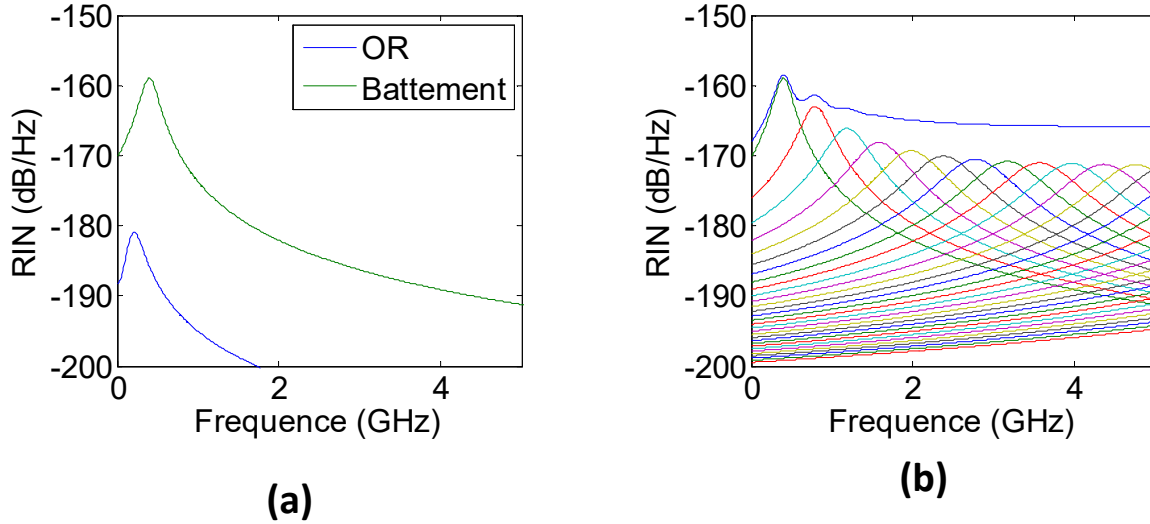


Figure III. 18 : (a) Comparaison du RIN causé par les oscillations de relaxation (OR) et par le battement entre le mode principal et le mode secondaire d'ordre 1 (Battement) d'un laser hybride de 10 cm. $\tau_e = 1.5 \text{ ns}$, $r = 2$ et $P_{out} = 5 \text{ mW}$. (b) RIN total du laser en bleu et RIN causé par les battements entre le mode principal et les modes secondaires.

La Figure III. 18 montre que le bruit dû aux oscillations de relaxation devient négligeable devant le bruit dû au battement entre le mode oscillant et les modes non-oscillants. Il est important de noter que la résonance de bruit d'ordre 1 a une intensité plus importante que celles aux ordres p supérieurs à 1. Cela s'explique par le fait que le filtre optique induit des pertes optiques moins importantes à la fréquence du mode secondaire d'ordre 1 qu'aux fréquences des modes d'ordre supérieur. Nous remarquons par ailleurs sur la Figure III. 18 (b) que les résonances d'ordres supérieurs provoquent l'apparition d'un plancher de bruit. Le niveau de ce plancher dépend du maximum de l'équation de RIN_p :

$$RIN_{p_{max}} = \frac{\gamma_m \gamma_{cav} h \nu_0}{P_{out}} \frac{1}{(\delta \gamma_p / 2)^2} \quad \text{Eq III. 19}$$

Il est possible de diminuer l'amplitude des premières résonances en améliorant la finesse du filtre. Pour cela, nous pouvons augmenter le coefficient de transmission T des anneaux résonants. En revanche, nous avons montré dans le chapitre II que cela aura pour effet d'augmenter les pertes causées par les anneaux. La Figure III. 19 illustre l'évolution du RIN pour différents coefficients de transmission T .

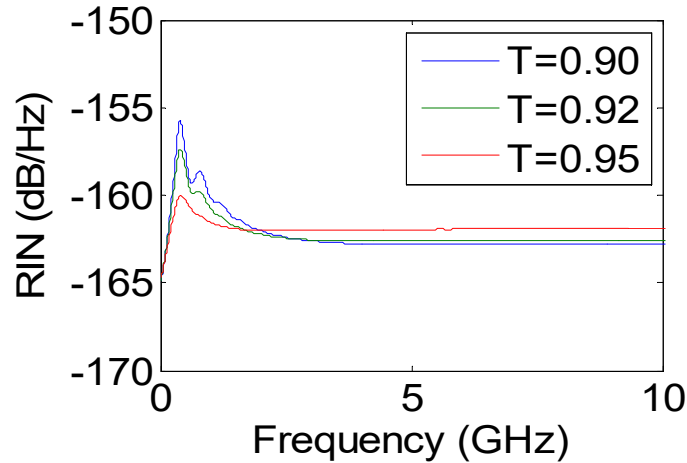


Figure III. 19 : Spectres de RIN pour différents valeurs de coefficient T d'un laser hybride de 10 cm de long.

Coefficient T	0.90	0.92	0.95
Pertes par anneau (dB)	1.146 dB	1.427 dB	2.213 dB

Tableau III. 6 : Pertes par passage dans un anneau résonant en fonction du coefficient T.

Nous pouvons ainsi diminuer efficacement l'amplitude des premières résonances. Cependant le bruit de battement dépend aussi du temps de vie des photons. On observe donc une augmentation du niveau du plancher de bruit créé par les résonances de battement d'ordre supérieur. Pour cette raison, l'utilisation d'un coefficient de transmission T supérieur à 0.95 risque de dégrader le bruit d'intensité du laser.

Nous avons ainsi proposé dans ce chapitre des conceptions de lasers hybrides en III-V sur Si dont la longueur de la cavité atteint 10 cm. Si ces lasers présentent une dynamique de classe B, la contribution des oscillations de relaxation au bruit d'intensité relatif du laser peut être faible. Cependant, le bruit d'intensité dû aux battements entre le mode oscillant et les modes secondaires non oscillants devient prépondérant.

III.5) Fabrication des composants

Une fois les différents jeux de masque (niveaux silicium et III-V) réalisés, la fabrication des lasers est relativement longue et peut durer entre 10 et 14 mois. La fabrication des wafers de silicium et la réalisation des motifs passifs sont effectuées au CEA Leti à Grenoble. Ensuite y est collé un wafer III-V. Les zones actives (définition des guides, métallisation...) sont réalisées ultérieurement au sein du III-V Lab à Palaiseau. Ainsi lors de cette thèse, deux jeux de composants ont pu être fabriqués :

Le premier jeu de masque comportait principalement des lasers centimétriques dont le filtrage était assuré par trois anneaux en série ou par deux anneaux en série et un miroir de Bragg sélectif. Plusieurs variantes ont été réalisées en faisant varier certains paramètres comme la finesse du filtre ou la longueur de la cavité. Malheureusement, la combinaison de deux facteurs ont rendu ces lasers inopérants. Tout d'abord lors de la conception, le problème de pertes apportées par la transition entre les guides droits et les guides courbes (voir paragraphe II.2.a) n'a pas été anticipé. Le rayon de courbure choisi a provoqué des pertes de l'ordre de 1 dB par virage. Ensuite lors de la fabrication, le flanc des motifs imprimés sur les masques silicium ont été anormalement rugueux. Ces imperfections ont été transmises aux guides ce qui a provoqué d'importantes pertes de propagation dans les guides (de

l'ordre de 20 dB/cm). Ces pertes trop élevées ont compromis le fonctionnement des lasers centimétriques. Seuls les lasers millimétriques dans lesquels les pertes de propagation dans le silicium est négligeable ont pu fonctionner.

Le deuxième jeu de masque comportait les différentes conceptions décrites dans ce chapitre. Nous avons grandement augmenté le rayon de courbure des virages des guides en Si pour limiter les pertes radiatives dans les guides courbes. Malheureusement un incendie a eu lieu dans les salles blanches du CEA-Leti. Le retard occasionné n'a pas permis le retour des composants à temps pour être mesurés. Au moment où le manuscrit de thèse est finalisé, la fabrication n'est toujours pas terminée. Nous illustrons dans la Figure III. 20 les masques réalisées. Nous y voyons les niveaux silicium de trois lasers de longueur de 1 cm, 5 cm et 10 cm. La cavité est définie par deux miroirs de Sagnac et le filtrage spectral de la cavité est assuré par trois anneaux résonants.

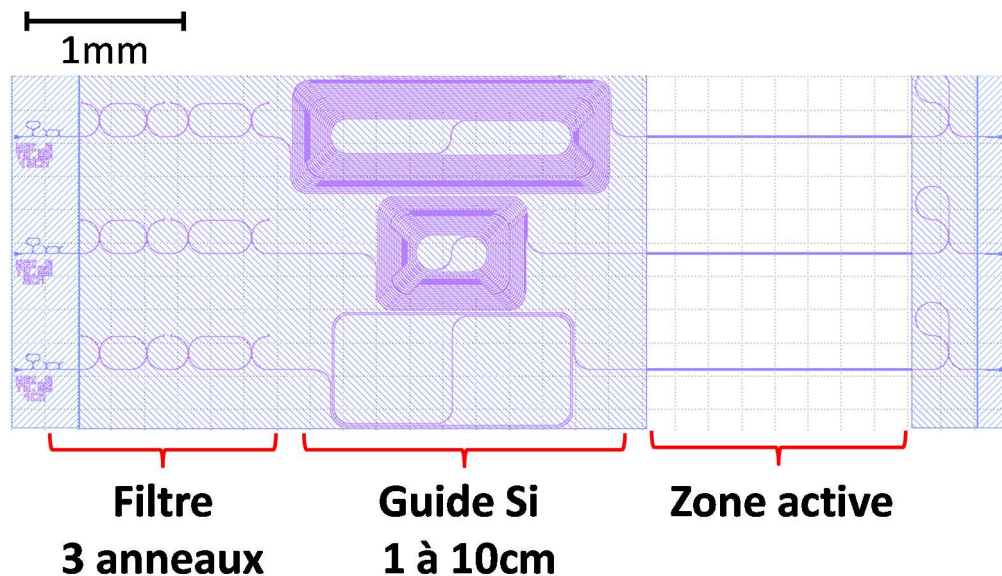


Figure III. 20 : Masque des niveaux silicium de trois lasers de longueur de 1 cm, 5 cm et 10 cm. La cavité est définie par deux miroirs de Sagnac. Le filtrage spectral de la cavité est assuré par trois anneaux résonants.

III.6) Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit la conception de lasers centimétriques sur silicium dans le but d'obtenir des lasers présentant une dynamique de classe A. Nous avons donc tout d'abord étudié le filtrage spectral qui devient problématique en raison de la grande longueur des cavités utilisées. Nous avons proposé différents filtres d'une part de grande finesse et d'autre part induisant peu de pertes optiques. Nous retiendrons particulièrement le filtre composé de deux anneaux résonants inséré dans deux cavités couplées et d'un miroir de Bragg sélectif en longueur d'onde. Ce dernier permet d'atteindre une largeur à mi-hauteur de $FWHM = 5 * 10^{-3} nm$ tout en induisant des pertes optiques de seulement 1 dB.

Dans un second temps, nous avons alors pu montrer que le temps de vie des photons de ces composants est limité par les pertes linéiques des guides en silicium. Cependant, malgré l'utilisation de guides dont les pertes sont de 0.5 dB/cm et des longueurs de cavité de 10 cm, le temps de vie des

photons reste inférieur à 600 ps. Rappelons que la dynamique de classe A est obtenue lorsque le temps de vie des photons est supérieur au temps de vie des porteurs qui est de 1 à 2 ns.

Les simulations du RIN des lasers de longueur centimétrique ont montré que les oscillations de relaxation ne sont plus la cause principale de bruit dans le laser. En effet, l'importante augmentation du temps de vie des photons dans la cavité repousse la résonance causée par les oscillations de relaxation vers les basses fréquences, autour de 160 MHz pour une cavité de 10 cm de longueur. D'autre part, en considérant que les autres paramètres du laser sont inchangés (durée de vie des porteurs, puissance émise, seuil et taux de pompage), l'amplitude de la résonance peut devenir faible. Dans ces conditions, le bruit d'intensité causé par le battement entre le mode oscillant et l'ASE contenue dans les modes secondaires non-oscillants devient prépondérant.

Dans le prochain chapitre, nous nous intéresserons au filtrage du bruit d'intensité d'un laser hybride par une technique de filtrage externe. Pour cela, nous utiliserons un amplificateur optique à semiconducteur (SOA). Ce dernier, quand son gain optique est saturé, agit comme un filtre passe-haut dans le domaine RF. Les fréquences liées aux oscillations de relaxation et au battement étant faibles (< 1 GHz), nous espérons ainsi filtrer ces composantes de bruit par l'utilisation d'un amplificateur optique semiconducteur.

-
- [68] L.A. Coldren, S.W. Corzine, & M.L. Mashanovitch. "Diode lasers and photonic integrated circuits (Vol. 218). John Wiley & Sons." (2012)
 - [69] T. Segawa, T. Sato, R. Iga, S. Matsuo, and R. Takahashi. "A Novel Tunable Laser with Flat-Output Wideband Tuning Based on Parallel Ring Resonators" *Photonics in Switching (PS)*, 2012 International Conference on (pp. 1-3). IEEE, (2012, September).
 - [70] K., Petermann, "Laser diode modulation and noise". Springer Science & Business Media. (2012)
 - [71] M. Takeshima, "Auger recombination in InAs, GaSb, InP, and GaAs". *Journal of Applied Physics*, 43(10), 4114-4119 (1972).
 - [72] E. Lugagne Delpon, J. L. Oudar, N. Bouche, and R. Raj, "Ultrafast excitonic saturable absorption in ion-implanted InGaAs/InAlAs multiple quantum wells", *Appl. Phys. Letters*, vol.72, no 7, Feb 1998
 - [73] E.L. Delpon, J.L. Oudar, N. Bouché, R. Raj, A. Shen, N. Stelmakh, & J.M. Lourtioz. "Ultrafast excitonic saturable absorption in ion-implanted InGaAs/InAlAs multiple quantum wells" *Applied Physics Letters*, 72(7), 759-761. (1998)
 - [74] G.H. Duan, P. Gallion, J. Holtz & J.C. Bouley, "Dynamic and noise properties of multi-electrode tunable semiconductor lasers." *Journal de Physique III*, 2(9), 1651-1671. (1992)
 - [75] G. Kurczveil, P/ Pintus, M. Heck, J. Peters, J. Bowers, "Characterization of insertion loss and back reflection in passive hybrid silicon tapers", *IEEE Phot. Journal*, Vol.5, No.2, April 2013
 - [76] H.C. Casay Jr. and P.L. Carter "Variation of intervalence band absorption with hole concentration in p-type InP", *Appl. Phys. Lett.* 44.82 (1984)
 - [77] H.C. Casay Jr. and P.L. Carter "Variation of intervalence band absorption with hole concentration in p-type InP", *Appl. Phys. Lett.* 44.82 (1984)
 - [78] J. F. Bauters, M. J. R. Heck, D. D. John, J. S. Barton, C. M. Bruinink, A. Leinse, R. G. Heideman, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, "Planar waveguides with less than 0.1 dB/m propagation loss fabricated with wafer bonding", *Optics Express* Vol. 19,, pp. 24090-24101 (2011)
 - [79] <http://lionixbv.nl/images/Items/LionixTriplex%20flyer.pdf>

Chapitre IV : Réduction du bruit d'intensité d'un laser hybride III-V sur Si

Table des matières

IV.1) Introduction	100
IV.2) Effet d'un SOA saturé sur le bruit d'intensité d'un laser	100
IV.2.a) Introduction	100
IV.2.b) Calcul de la fonction de transfert RF d'un SOA saturé :	102
Gain vu par impulsion dans un SOA saturé	102
Etablissement d'une fonction de transfert en modulation du SOA.	104
RIN de la source optique en sortie d'un SOA saturé	106
IV.2.c) Bruit additif dans un SOA	107
Calcul du bruit de battement spontané-spontané.....	108
Calcul du bruit de battement porteuse-spontané	109
Limites du modèle semi-classique.....	110
IV.3) Comparaison des différentes contributions au bruit d'intensité	111
IV.3.a) Expression du RIN en sortie du SOA.....	111
IV.3.b) Quantification du bruit additif induit par un SOA.....	112
Estimation du bruit d'intensité causé par le battement Sp-Sp	113
Estimation du bruit d'intensité causé par le battement P-Sp	114
IV.4) Etude expérimentale.....	115
IV.4.a) Utilisation d'un SOA externe.....	115
Paramètres S_{21} petit signal	115
RIN d'un laser hybride III-V sur Si suivi d'un SOA avec un faible coefficient confinement	117
RIN d'un laser hybride III-V sur Si suivi d'un SOA de fort confinement.....	118
IV.4.b) Utilisation d'un laser et d'un SOA intégré sur Si.....	119
IV.5) Conclusion.....	121

IV.1) Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que l'obtention d'une dynamique de classe A nécessitait à la fois de tendre vers des cavités de longueur centimétrique et d'utiliser des filtres optiques complexes tout en minimisant leurs pertes optiques. Malheureusement, les calculs présentés ont montré que les guides en silicium présentant des pertes de propagation faibles de l'ordre de 0.5 dB/cm ne permettent pas d'atteindre des durées de vie de photons de 1-2 ns, nécessaire à l'obtention d'une dynamique de classe A. Cependant, nous avons montré, par le calcul, que l'augmentation de la longueur de la cavité laser permet de repousser la fréquence des oscillations de relaxation vers les basses fréquences et de réduire le bruit d'intensité maximal. Nous avons également montré que le bruit d'intensité dû au battement entre le mode oscillant et les modes latéraux non-oscillants devient dominant.

Nous nous intéresserons donc dans ce chapitre à la possibilité de filtrer le bruit d'intensité en excès dans un laser hybride en III-V sur Si. Comme expliqué précédemment, ce bruit a plusieurs origines qui sont principalement le bruit d'intensité dû aux oscillations de relaxation du laser ou le bruit de battement. Nous proposons, ici, d'utiliser une technique de réduction du RIN dont la bande passante peut être de l'ordre de quelques GHz. Elle consiste à amplifier le signal laser avec un amplificateur optique à semiconducteur (SOA) dont le gain optique est saturé. Dans ces conditions, le SOA se comporte comme un filtre passe-haut. Il filtre les fluctuations d'intensité aux fréquences inférieures à l'inverse de la durée de vie des porteurs dans le SOA, i.e. inférieures à quelques GHz. Cette technique a souvent été utilisée pour réduire le RIN en excès dans les lasers à état solide dont la fréquence des oscillations de relaxation est autour de quelques centaines de kHz [80]. Elle a été également utilisée pour réduire le bruit de partition dans un laser FP en III-V [81]. Dans ce second cas, seul le bruit de partition est réduit car le bruit d'intensité dû aux oscillations de relaxation à une fréquence trop élevée, au-delà de la fréquence de coupure du SOA.

Dans un premier temps, nous proposons de calculer la fonction de transfert d'un SOA, afin de mettre en évidence la fonction de filtre « passe-haut » quand il est saturé. Nous proposons ensuite de calculer le bruit d'intensité additif du SOA et de le quantifier en fonction de la saturation de ce dernier. Finalement, nous présenterons des mesures de réduction de RIN d'un laser hybride en III-V sur Si dans un premier temps avec un SOA externe et dans un second temps avec un composant intégré, rassemblant laser et le SOA sur une même puce en silicium.

IV.2) Effet d'un SOA saturé sur le bruit d'intensité d'un laser

IV.2.a) Introduction

Pour comprendre la forme de la fonction de transfert d'un SOA saturé, il faut d'abord s'intéresser au phénomène d'oscillations cohérentes de population (CPO¹). En effet, ce dernier est à l'origine d'une saturation du gain électrique, i.e. perçue par une modulation électrique ou radiofréquence, dans un SOA saturé. Dans la référence [82], Schwarz et Tan ont montré qu'un fort signal de pompe à la fréquence ω_0 provoque un creux dans le spectre de gain d'un milieu amplificateur à élargissement homogène centré autour de la fréquence de pompe. Une étude approfondie de ces

¹ De l'anglais : *Coherent Population Oscillations*

effets est présenté dans [83]. Donnons une explication simple aux effets de CPO dans un milieu amplificateur : Un signal issu d'un laser à la fréquence ω_0 est injecté dans un SOA. Considérons alors le gain vu par le signal à la fréquence optique $\omega_0 + \Omega$. Nous distinguerons deux cas : $\Omega < \gamma_e$ et $\Omega > \gamma_e$ où γ_e est le taux de décroissance des porteurs dans le SOA. La Figure IV. 1 montre le principe des CPO dans un SOA. Elle décrit schématiquement l'évolution temporelle de la puissance optique injectée dans le SOA, de la population de porteur dans le milieu à gain, du gain optique et de la puissance optique sortante.

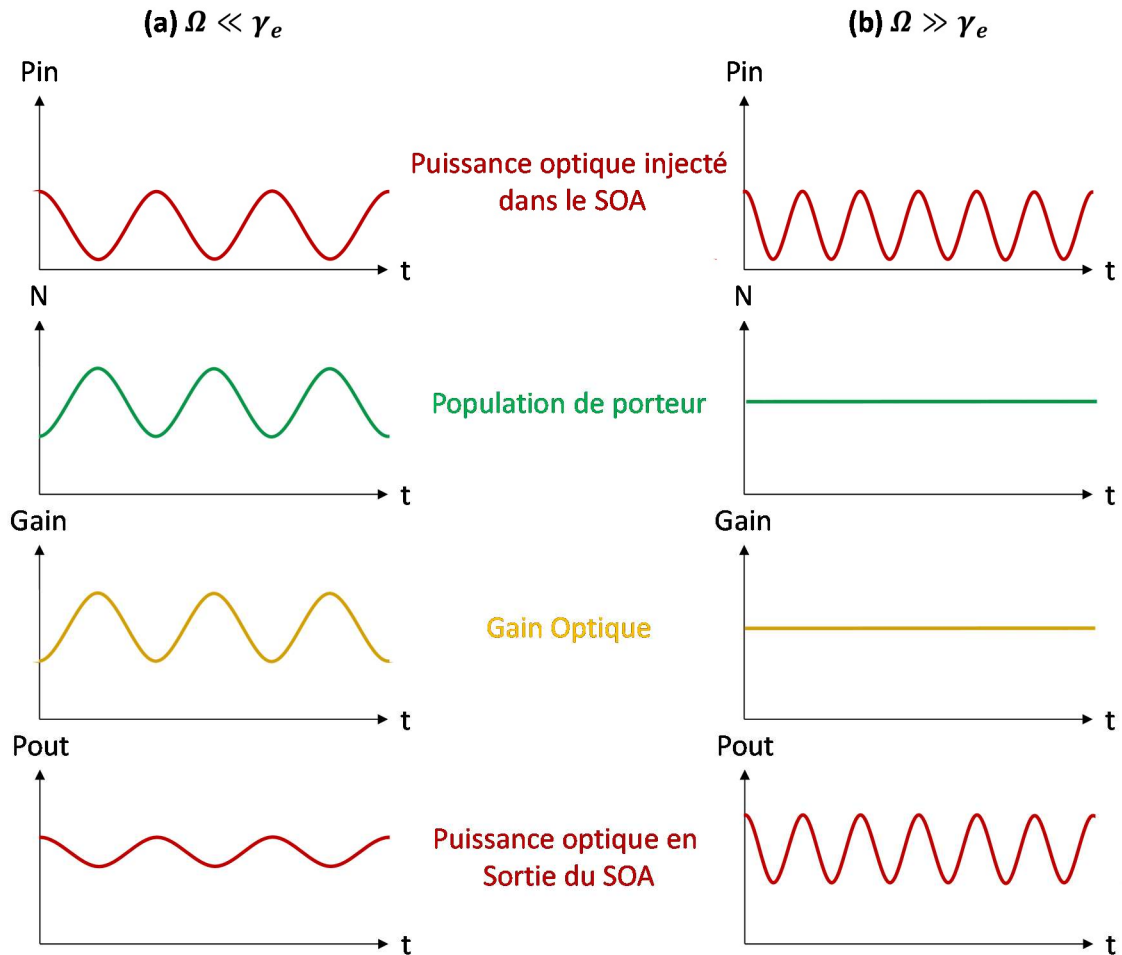


Figure IV. 1 : Principe de fonctionnement des CPO dans un milieu amplificateur. Evolutions temporelles de la puissance optique injectée dans le SOA, de la population de porteur dans le milieu à gain, du gain optique et de la puissance optique en sortie du SOA

Plaçons-nous tout d'abord proche de la fréquence laser ω_0 , c'est à dire $\Omega < \gamma_e$. Une augmentation du signal d'entrée va provoquer une diminution de la densité de porteurs et donc du gain optique. Ainsi, tel qu'illustré sur la Figure IV. 1 une modulation du signal optique d'entrée induit une modulation en opposition de phase du gain et donc une diminution de la profondeur de modulation du signal de sortie. En s'éloignant de la fréquence laser ω_0 (c'est à dire $\Omega > \gamma_e$), la population de porteurs a une dynamique trop lente pour suivre les modulations du signal d'entrée et la profondeur de modulation reste inchangée. Ainsi dans le domaine électrique, le SOA atténue une modulation du signal d'entrée à basse fréquence ($\Omega \ll \gamma_e$) et est transparent à haute fréquence ($\Omega \gg \gamma_e$). Nous obtenons donc bien un filtre passe haut.

Etudions maintenant plus en détail l'influence du SOA sur le RIN de la source optique. Deux effets sont à considérer : Le filtrage du RIN du laser $RIN_{in}(\Omega)$ par le SOA ainsi que l'ajout d'un bruit additif noté $RIN_{SOA}(\Omega)$. Le RIN_{out} en sortie du système prend donc la forme suivante :

$$RIN_{out}(\Omega) = H(\Omega) \cdot RIN_{in}(\Omega) + RIN_{SOA}(\Omega) \quad \text{Eq IV. 1}$$

où $H(f)$ est la fonction de transfert du SOA. Si le premier terme permet de réduire le RIN du laser aux basses fréquences, le second peut ajouter du bruit et dégrader le bruit du laser. Il est principalement généré par l'émission spontanée dans le matériau. Nous verrons qu'en pratique, le bruit additif restera relativement faible dans nos conditions d'utilisation, en deçà de -160 dB/Hz.

IV.2.b) Calcul de la fonction de transfert RF d'un SOA saturé :

Différents modèles ont été développés pour décrire les effets de CPO dans un SOA. Dans cette étude, nous nous appuierons sur les travaux d'Agrawal [84]. Pour calculer l'amplification du RIN du laser, considérons le système dont le SOA est un amplificateur parfait de gain (sans bruit additif) présenté dans la figure ci-dessous :

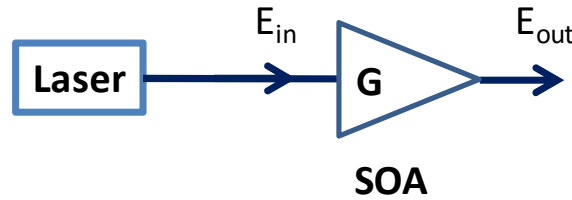


Figure IV. 2 : Système composé d'un laser de bruit RIN_{laser} et d'un amplificateur optique parfait de gain G .

Afin d'inclure les effets de saturation du gain optique, il est nécessaire de considérer l'amplification progressive du signal le long du milieu à gain ce qui peut s'avérer difficile. Le système d'équation obtenu n'est pas linéaire et il n'est pas possible de définir une fonction de transfert P_{out}/P_{in} . Pour résoudre ce problème, nous chercherons à linéariser le système en calculant la fonction de transfert d'une fluctuation, i.e. d'une impulsion.

Une impulsion se propageant à travers un amplificateur optique linéaire garde la même forme. Dans le cas d'un amplificateur optique saturé, la puissance optique contenue dans l'impulsion provoque des variations du gain qui vont se répercuter sur sa propagation. Nous commençons donc par calculer le gain vu par une impulsion lors de sa propagation en utilisant le formalisme développé par Agrawal dans la référence [85] puis nous verrons comment en déduire une fonction de transfert grâce aux travaux de Sato [86].

Gain vu par impulsion dans un SOA saturé

Pour prendre en compte les effets de saturation, nous devons considérer l'amplification progressive du champ dans le SOA. Nous calculerons donc l'amplification d'une impulsion en intégrant sa puissance optique en fonction de sa position. L'équation d'évolution du nombre de porteurs N dans le milieu actif s'écrit [87] :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D\nabla^2 N + \eta_i \frac{I}{q} - \gamma_e N - \frac{g(N)|E|^2}{h\omega_0} \quad \text{Eq IV. 2}$$

où η_i est le rendement électrique, γ_e le taux de décroissance des porteurs, h la constante de Planck, $h\omega_0$ l'énergie d'un photon, q la charge élémentaire et I est le courant injecté dans le laser. Le terme $D\nabla^2 N$ représentant la diffusion des porteurs dans le milieu (D coefficient de diffusion) est négligé car dans un milieu semiconducteur classique, la longueur de diffusion est grande devant la demi-longueur d'onde. La diffusion est donc localement nulle. Nous définissons le gain $g(N)$ par :

$$g(N) = \Gamma a(N - N_0) \quad \text{Eq IV. 3}$$

où Γ est le facteur de confinement du mode optique dans la zone active, a est le gain différentiel et N_0 est le nombre de porteurs à la transparence. En utilisant les deux équations précédentes, nous obtenons la relation suivante :

$$\frac{\partial g}{\partial t} = (g_0 - g)\gamma_e - \frac{g|E|^2}{I_{sat}} \quad \text{Eq IV. 4}$$

où I_{sat} est l'énergie de saturation du SOA et g_0 le gain non saturé petit signal définis par :

$$I_{sat} = h\omega_0 \sigma / a \quad \text{Eq IV. 5}$$

$$g_0 = \Gamma a N_0 \left(\frac{I}{I_0} - 1 \right) \quad \text{Eq IV. 6}$$

Avec $\sigma = wd/\Gamma$ la section du guide et $I_0 = qN_0\gamma_e/\eta_i$ le courant électrique à la transparence. La puissance optique $P(z, t)$ est une fonction spatio-temporelle. Il est possible de simplifier son expression en considérant la variable $\tau = t - z/v_g$ représentant le temps réduit mesuré dans le référentiel se déplaçant avec l'impulsion. La puissance optique peut alors être exprimée en fonction de sa position z dans le SOA et le temps réduit τ . Un schéma du système est présenté en Figure IV. 3 :

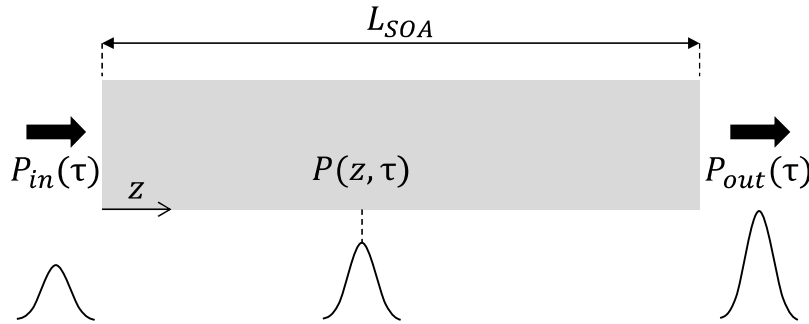


Figure IV. 3 : Schéma de principe de la propagation d'une impulsion dans un milieu amplificateur.

En référence [85], la puissance optique $P(z, \tau)$ vérifie l'équation différentielle:

$$\frac{dP}{dz} = \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial z} = (g - \alpha_{in})P \quad \text{Eq IV. 7}$$

où α_{in} sont les pertes intra-cavité. Dans le cas d'un SOA semi-conducteur, on peut légitimement considérer que les pertes sont faibles devant le gain ($\alpha_{in} \ll g$). Nous obtenons alors la solution :

$$P_{out}(\tau) = P_{in}(\tau)e^{f(\tau)} \quad \text{Eq IV. 8}$$

où $P_{in}(\tau)$ et $P_{out}(\tau)$ est la puissance de l'impulsion en entrée et sortie du SOA et $f(\tau)$ est défini :

$$f(\tau) = \int_0^{L_{SOA}} g(z, \tau) dz \quad \text{Eq IV. 9}$$

$f(\tau)$ représente donc l'intégrale du gain sur la longueur du SOA L_{SOA} en tout point du profil du pulse. Cette variable nous permet donc de décrire de façon complète (spatiale et temporelle) le gain expérimenté par l'impulsion. En intégrant l'équation Eq IV. 4 sur la longueur L_{SOA} , nous obtenons alors l'équation différentielle suivante :

$$\frac{df}{d\tau} = (g_0 L_{SOA} - f) \gamma_e - \frac{P_{in}(\tau)}{I_{sat}} [e^f - 1] \quad \text{Eq IV. 10}$$

La théorie développée par Agrawal nous permet ainsi de décrire le gain subi par une pulsation le long d'un milieu amplificateur avec l'équation différentielle Eq IV. 10. Pour établir une fonction de transfert du SOA, cherchons maintenant à résoudre cette équation.

Etablissement d'une fonction de transfert en modulation du SOA.

Pour résoudre l'équation Eq IV. 10, nous utilisons les travaux de K. Sato [86]. Nous introduisons une variation δf du gain intégré à la fréquence Ω et nous notons \bar{f} la valeur moyenne.

$$f(\tau) = \bar{f}(\tau) + \delta f e^{-i\Omega\tau} \quad \text{Eq IV. 11}$$

En injectant Eq IV. 11 dans Eq IV. 10, nous pouvons établir le rapport entre les variations de la puissance de sortie δP_{out} et les variations de la puissance d'entrée δP_{in} . Définissons tout d'abord quelques grandeurs qui nous permettront d'exprimer la variation δf . La puissance d'entrée $P_{in}(\tau)$ s'écrit:

$$P_{in}(\tau) = \overline{P_{in}}(\tau) + \delta P_{in} e^{-i\Omega\tau} \quad \text{Eq IV. 12}$$

où Ω est la fréquence de modulation. Déterminons le gain de l'onde continue G_{CW} (CW de l'anglais Continuous Waves) en étudiant la solution en régime permanent de l'équation d'évolution du gain (Eq IV. 4) :

$$g(\tau) = \frac{g_0}{1 + \frac{P_{in}(\tau)}{P_{sat}}} \quad \text{Eq IV. 13}$$

où P_{sat} est la puissance de saturation en entrée du SOA égale à $P_{sat} = I_{sat} * \gamma_e$. En réinjectant la solution proposée par l'équation Eq IV. 13 dans l'équation d'évolution de la puissance Eq IV. 7 et en considérant que les pertes internes sont négligeables $\alpha_{in} = 0$, nous obtenons :

$$G_{CW} = G_0 e^{-(G_{CW}-1) \frac{\overline{P_{in}}}{P_{sat}}} \quad \text{Eq IV. 14}$$

où $G_0 = e^{g_0 L}$ le gain optique non saturé du SOA. Remarquons que par définition :

$$G_{CW} = e^{\bar{f}} \quad \text{Eq IV. 15}$$

L'injection des équations Eq IV. 11, Eq IV. 12 et Eq IV. 14 dans l'équation différentielle Eq IV. 10 nous permet d'obtenir l'expression de δf :

$$\delta f(\Omega) = \frac{[1 - G_{CW}] \frac{\delta P_{in}(\Omega)}{P_{sat}}}{1 + G_{CW} \frac{\overline{P_{in}}}{P_{sat}} - i \frac{\Omega}{\gamma_e}} \quad \text{Eq IV. 16}$$

En dérivant l'équation Eq IV. 8, nous pouvons approximer la variation de la puissance de sortie par :

$$\delta P_{out}(\Omega) = \delta(P_{in}(\tau)e^{f(\tau)}) = G_{CW}(\delta P_{in}(\Omega) + \overline{P_{in}}\delta f(\Omega)) \quad \text{Eq IV. 17}$$

La fonction de transfert $X(\Omega) = \delta P_{out}(\Omega)/\delta P_{in}(\Omega)$ permettant de décrire l'amplification des variations de puissance en sortie du SOA prend alors la forme suivante :

$$X(\Omega) = G_{CW} \frac{1 + \frac{\ln(G_0/G_{CW})}{G_{CW} - 1} - i \frac{\Omega}{\gamma_e}}{1 + G_{CW} \frac{\ln(G_0/G_{CW})}{G_{CW} - 1} - i \frac{\Omega}{\gamma_e}} \quad \text{Eq IV. 18}$$

Avec $G_{CW} = G_0 \exp[-(G_{CW} - 1)\overline{P_{in}}/P_{sat}]$. Nous remarquons que pour déterminer le gain de l'onde continue, il est nécessaire de chercher une résolution numérique de son expression. En réinjectant l'expression du gain continue G_{CW} dans l'équation Eq IV. 18, cette dernière se simplifie en :

$$X(\Omega) = G_{CW} \frac{1 + \frac{\overline{P_{in}}}{P_{sat}} - i \frac{\Omega}{\gamma_e}}{1 + G_{CW} \frac{\overline{P_{in}}}{P_{sat}} - i \frac{\Omega}{\gamma_e}} \quad \text{Eq IV. 19}$$

Cette fonction $X(\Omega)$ est aussi appelée le paramètre S_{21} petit signal de l'amplificateur. Elle permet de décrire l'évolution de la modulation d'un signal modulé après un passage dans un SOA. La fréquence caractéristique f_c de ce filtre est donnée par l'équation suivante :

$$f_c = \frac{\gamma_e}{2\pi} \sqrt{G_{CW}^2 \frac{\overline{P_{in}}^2}{P_{sat}} + 2G_{CW} \frac{\overline{P_{in}}}{P_{sat}} - 2 \frac{\overline{P_{in}}^2}{P_{sat}} - 4 \frac{\overline{P_{in}}}{P_{sat}} + 1} \quad \text{Eq IV. 20}$$

La profondeur de modulation des signaux d'entrée m_{in} et de sortie m_{out} est définie comme l'amplitude de modulation divisée par la valeur moyenne du signal : $m = \delta P/\overline{P}$ La profondeur de modulation du signal en sortie m_{out} prend la forme suivante:

$$m_{out} = \frac{|S_{21}(\Omega)|}{G_{CW}} m_{in} \quad \text{Eq IV. 21}$$

Nous pouvons maintenant décrire l'influence des CPO sur la profondeur de modulation d'un signal optique à travers un SOA. Considérons un SOA en matériaux III-V dont l'architecture est présentée dans la référence [88] que nous utiliserons dans la suite de ce chapitre. Sur la Figure IV. 4, les courbes à gauche montrent en bleu une mesure du gain continu G_{CW} et en rouge une simulation de la fréquence de coupure du filtre en fonction de la puissance optique injecté dans le SOA. A droite nous observons la simulation de la fonction de transfert normalisé $|S_{21}(\Omega)|/G_{CW}$ du SOA pour

différentes puissances optiques injectées. Ces simulations ont été réalisées pour un temps de vie des porteurs de 1.5 ns.

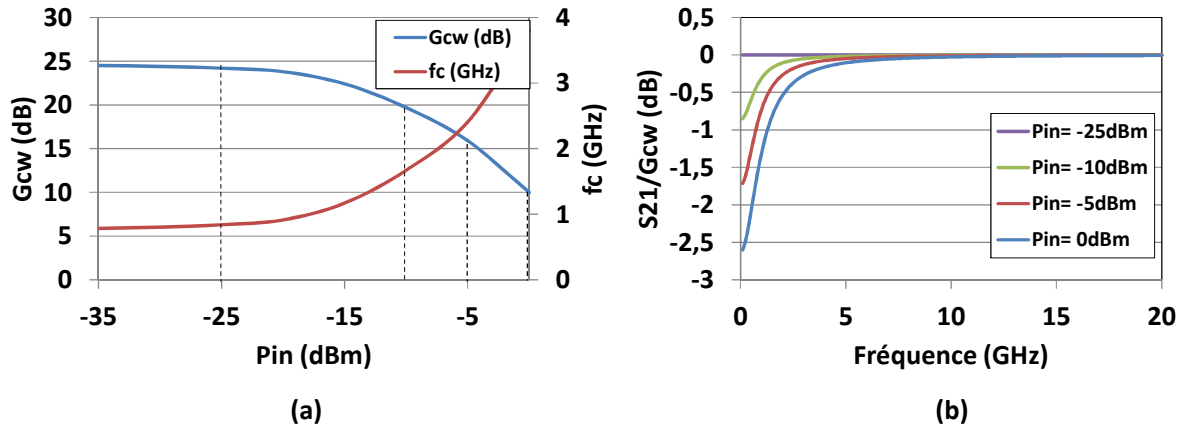


Figure IV. 4 : Effet des CPO sur la fonction de transfert d'un SOA. (a) Bleu : Mesure du gain continu G_{CW} en fonction de la puissance injectée dans le SOA. Rouge : Estimation de la fréquence de coupure du filtre. (b) Fonction de transfert normalisée $|S_{21}(\Omega)|/G_{CW}$ du SOA sur la plage de fréquence 100 MHz-20 GHz pour différentes valeurs de puissance optique injectée dans le SOA.

Le gain non saturé fibre à fibre du SOA noté G_0 est de 24.5 dB. Pour une puissance laser P_{in} supérieure à $P_{sat} = -20$ dBm, le gain G_{CW} diminue en raison des effets de saturation. Pour des puissances $P_{in} > P_{sat}$, nous observons sur les courbes de droite l'apparition d'un filtre passe haut dans le domaine électrique. La fréquence de coupure ainsi que l'atténuation à basse fréquence augmente avec la saturation du SOA. Pour des fréquences proches de la porteuse optique, le rapport de modulation entre l'entrée et la sortie prend la forme suivante :

$$\frac{m_{out}}{m_{in}} = \frac{1 + \overline{P_{in}}/P_{sat}}{1 + G_{CW}\overline{P_{in}}/P_{sat}} \quad \text{Eq IV. 22}$$

Pour obtenir une forte atténuation de la modulation du signal du laser, nous cherchons à obtenir une fréquence de coupure la plus élevée possible ainsi qu'une forte diminution de la profondeur de modulation entre l'entrée et la sortie. Nous cherchons donc à obtenir de forts effets de saturation. Le choix du SOA ainsi que les conditions de son utilisation sont alors importants. Nous nous dirigerons vers des SOA ayant des puissances de saturation en entrée faible. Pour cela, nous utiliserons des SOA dont la longueur de la zone active est grande et dont le confinement optique dans les puits quantiques est important [89]. Ensuite, nous cherchons à injecter dans le SOA un signal fort provenant du laser en limitant les pertes optiques entre ces deux composants.

RIN de la source optique en sortie d'un SOA saturé

Pour déterminer l'effet du SOA saturé sur le RIN du laser, nous calculons la densité spectrale de bruit d'intensité en sortie du SOA. Celle-ci peut être obtenue par la transformée de Fourier de l'autocorrélation de la variation de puissance δP_{out} . Dans paragraphe précédemment, nous avons montré que :

$$\delta P_{out}(\Omega) = S_{21}(\Omega)\delta P_{in}(\Omega) \quad \text{Eq IV. 23}$$

$$\delta P_{out}(t) = S_{21}(t) \otimes \delta P_{in}(t) \quad \text{Eq IV. 24}$$

où \otimes est le symbole de la convolution. Le calcul de l'autocorrélation d'une fonction de la forme de $\delta P_{out}(t)$ ainsi que sa transformée de Fourier sont bien connus et ne seront pas détaillés dans ce manuscrit [90]. La densité spectrale de bruit en sortie du SOA est alors :

$$S_{\delta P_{out}}(\Omega) = |S_{21}(\Omega)|^2 S_{\delta P_{in}} \quad \text{Eq IV. 25}$$

Le bruit d'intensité relatif RIN_{out} est alors

$$RIN_{out}(\Omega) = \frac{S_{\delta P_{out}}(\Omega)}{P_{out}^2} + RIN_{SOA}(\Omega) = \frac{|S_{21}(\Omega)|^2}{G_{CW}^2} RIN_{in}(\Omega) + RIN_{SOA}(\Omega) \quad \text{Eq IV. 26}$$

Le SOA agit donc bien comme un passe haut sur le RIN du laser et sa fréquence de coupure est de quelques gigahertz (voir Figure IV. 4). Dans le chapitre II, nous avons vu que la fréquence des oscillations de relaxation des lasers hybrides III-V sur silicium dont la cavité est de longueur millimétrique est de l'ordre de 1 à 3 GHz. Il est donc possible de réduire le bruit d'intensité de ces lasers grâce aux effets de CPO dans un SOA saturé. Cependant, le bruit additif apporté par le SOA qui peut dégrader le RIN du laser. Dans le paragraphe suivant, nous cherchons donc à quantifier ce bruit.

IV.2.c) Bruit additif dans un SOA

L'émission spontanée, les fluctuations thermiques et la réinjection sont les principales origines du bruit additif du SOA. Dans le modèle utilisé dans ce chapitre, nous ne considérerons que l'Emission Spontanée (SE de l'anglais Spontaneous Emission) qui est la source principale de bruit. Plus précisément, nous considérerons seulement l'émission spontanée de photons qui se propagent dans la direction de propagation du signal (L'SE est omnidirectionnelle) et donc qui contribuent au bruit additif du SOA. Le spectre d'SE est ensuite amplifié par le SOA et est noté ASE (Amplified Spontaneous Emission).

La densité spectrale de bruit induit par la présence d'émission spontanée se décompose en trois termes :

1. Le battement spontané-spontané (noté Sp-Sp) associé à la densité spectrale de puissance de bruit $S_{Sp-Sp}(\Omega)$. Il s'agit de la somme du battement entre toutes les composantes spectrales de l'ASE espacées de Ω l'une de l'autre. Dans le calcul de $S_{Sp-Sp}(\Omega)$, nous pouvons négliger les effets de CPO dans le SOA. En effet, dans notre cas la bande passante optique des matériaux III-V utilisés est de l'ordre de 6000 GHz et la bande de fréquence autour de la porteuse où le gain est impacté par les CPO n'est que de quelques GHz. La contribution des composantes de l'ASE impactées est alors négligeable. Nous pouvons considérer le gain constant.
2. Le battement porteuse-spontané (noté P-Sp) associé à la densité spectrale de bruit $S_{P-Sp}(\Omega)$. Il s'agit de la somme du battement entre la porteuse de fréquence ω_0 et les composantes spectrales de l'ASE situé à $\omega_0 + \Omega$ et $\omega_0 - \Omega$. Ici, la variation de gain causée par les CPO dans le SOA doit être prise en compte. En effet, nous nous intéressons au bruit d'intensité dans la bande 100 MHz-20 GHz, fréquences pour lesquelles le gain subit l'effet des CPO.
3. Le battement porteuse-porteuse (noté P-P) provient principalement de la conversion du bruit de phase de la porteuse optique en bruit d'intensité. Cet effet est dû majoritairement aux

réflexions parasites dans l'amplificateur [91] et n'est significatif qu'à très basses fréquences. Nous ne l'étudierons pas dans ce manuscrit.

Calcul du bruit de battement spontané-spontané

La densité spectrale de bruit du battement Sp-Sp est égale à la transformée de Fourier de l'autocorrélation du spectre d'ASE [92]. Reprenons dans ce paragraphe les étapes principales de son calcul. Rappelons que pour le calcul du bruit de battement Sp-Sp, nous négligeons les effets de CPO et considérons le gain constant sur toute la bande passante : $E_{out}(t) = \sqrt{G_{CW}} E_{in}(t)$. Le champ électrique total en sortie du SOA se décompose en deux termes : Le champ de la porteuse E_p^{out} et la somme de signaux monochromatiques E_{SP}^{out} représentant l'ASE :

$$E_{out}(t) = E_p^{out}(t) + E_{SP}^{out}(t) = \sqrt{G_{CW} P_{in}} e^{i\omega_0 t} + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{P_{ASE}(\omega)} e^{i(\omega t - \varphi_\omega)} d\omega \quad \text{Eq IV. 27}$$

où P_{in} est la puissance de la porteuse optique. Le calcul du battement de ces deux termes permet de déduire la variation de puissance $\delta P_{Sp-Sp}(t)$: nous obtenons un premier terme dont la fréquence est la différence entre les fréquences des deux composantes considérées et un second terme dont la fréquence en est la somme. Le second peut être considéré comme nul car ses variations très rapides sont moyennées lors d'une mesure. La variation de puissance causée par le battement Sp-Sp s'écrit alors :

$$\delta P_{Sp-Sp}(t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{P_{ASE}(\omega)} \sqrt{P_{ASE}(\omega')} e^{-i(\omega - \omega')t + i(\varphi_\omega - \varphi_{\omega'})} d\omega d\omega' \quad \text{Eq IV. 28}$$

Le terme à la fréquence Ω est donc la somme des termes vérifiant $\omega - \omega' = \Omega$. La densité spectrale de bruit causée par le battement Sp-Sp est obtenue par la transformée de Fourier de l'autocorrélation R_{Sp-Sp} de cette variation de puissance [92] :

$$R_{Sp-Sp}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\Omega\tau} d\Omega \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} P_{ASE}(\omega) P_{ASE}(\omega + \Omega) d\omega \quad \text{Eq IV. 29}$$

La densité spectrale de bruit de battement Sp-Sp prend donc la forme :

$$S_{Sp-Sp}(\Omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_{ASE}(\omega) P_{ASE}(\omega + \Omega) d\omega \quad \text{Eq IV. 30}$$

Il est possible d'en obtenir une bonne approximation en considérant que le spectre d'ASE est constant $p_{ASE} = p_{ASE}(\omega_0)$ sur la bande passante optique de l'amplificateur B_{opt} et est nul ailleurs. Le calcul mathématique de l'intégrale présenté ci-dessus revient alors à sommer les termes de fréquence Ω tel que ω et $\omega + \Omega$ appartiennent à la bande passante considérée. La densité spectrale de bruit se simplifie alors en :

$$S_{Sp-Sp}(\Omega) = 2P_{ASE}^2 B_{opt} \left(1 - \frac{\Omega}{B_{opt}} \right) \quad \text{Eq IV. 31}$$

Calcul du bruit de battement porteuse-spontané

Usuellement, le bruit additif est décrit en utilisant les grandeurs mesurables en sortie du composant que sont la puissance de la porteuse optique P_{out} ainsi que la densité spectrale de puissance de l'ASE P_{ASE} . Cependant, nous cherchons à inclure les effets de saturation dans le calcul du bruit additif du SOA. C'est pourquoi pour décrire le bruit dans un amplificateur optique, nous utilisons le modèle semi-classique utilisé dans les références [93][94] pour lequel nous considérons que l'amplificateur se décompose en une source de bruit quantique et un amplificateur idéal, sans bruit, de gain G_{CW} . La source de bruit quantique génère un bruit blanc sur la largeur de la bande passante optique B_{opt} du SOA tel qu'en sortie de l'amplificateur, nous retrouvons le spectre de l'ASE. La force de ce modèle représenté dans Figure IV. 5 et Figure IV. 6 est de nous permettre de réutiliser les calculs d'Agrawal et de Sato décrivant la fonction de transfert S_{21} du SOA saturé.

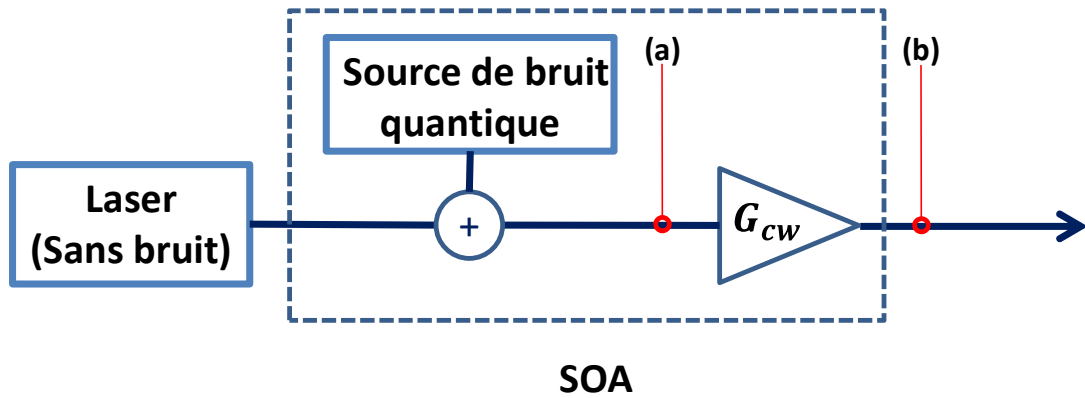


Figure IV. 5 : Schéma du modèle semi-classique d'un amplificateur optique (SOA). Le SOA est représenté par une source de bruit quantique et d'un amplificateur idéal de gain G_{CW} . La Figure IV. 6 montre les spectres optiques aux points (a) et (b).

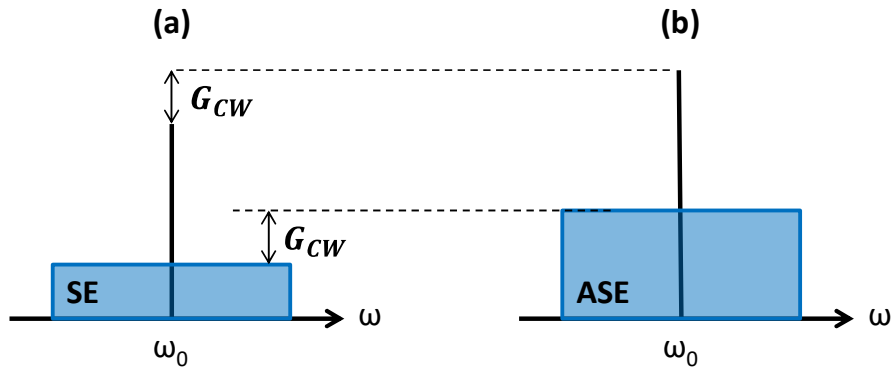


Figure IV. 6 : Représentation schématique des spectres optiques aux points (a) et (b).

Commençons par calculer les fluctuations de puissance au point (a). La fonction de transfert déterminée dans le paragraphe IV.2.b) nous permettra alors de connaître la densité spectrale au point (b). Au point (a), c'est-à-dire à l'entrée de l'amplificateur parfait après l'ajout de l'émission spontanée, le champ s'écrit ainsi :

$$E(t)|_{(a)} = \sqrt{P_{in}}e^{i\omega_0 t} + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{P_{SE}(\omega)} e^{i(\omega t - \varphi_\omega)} d\omega \quad \text{Eq IV. 32}$$

où $P_{SE}(\omega)$ est la densité spectrale de puissance de l'émission spontanée non amplifiée qui est constante sur $[-B_{opt}/2; B_{opt}/2]$ et nulle ailleurs. La variation de puissance causée par le battement P-Sp s'écrit alors :

$$\delta P_{P-Sp}(t)|_{(a)} = \frac{\sqrt{P_{in}}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{P_{SE}(\omega)} e^{-i(\omega_0 - \omega)t + i(\varphi_{\omega_0} - \varphi_{\omega})} d\omega + c.c. \quad \text{Eq IV. 33}$$

où c.c. est le complexe conjugué. Cette variation de puissance est alors amplifiée. La variation de puissance au point (b) prend la forme :

$$\delta P_{P-Sp}(t)|_{(b)} = S_{21}(t) \otimes \delta P_{P-Sp}(t)|_{(a)} \quad \text{Eq IV. 34}$$

La densité spectrale de bruit de battement en sortie du SOA peut alors s'exprimer simplement en fonction de la fonction de transfert du SOA et de la densité spectrale du battement au point (a) :

$$S_{P-Sp}(\Omega)|_{(b)} = |S_{21}(\Omega)|^2 S_{P-Sp}(\Omega)|_{(a)} \quad \text{Eq IV. 35}$$

Le calcul de $S_{P-Sp}(\Omega)|_{(a)}$ commence par le calcul de la fonction d'autocorrélation de cette variation de puissance en (a) :

$$R_{P-Sp}(\tau)|_{(a)} = \frac{P_{in}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} P_{SE}(\omega) e^{-i(\omega_0 - \omega)\tau} d\omega \quad \text{Eq IV. 36}$$

La densité spectrale de puissance à la fréquence Ω est la transformée de Fourier de l'expression ci-dessus c'est-à-dire simplement la somme des deux termes de fréquence $\omega_0 + \Omega$ et $\omega_0 - \Omega$:

$$S_{P-Sp}(\Omega)|_{(a)} = 2P_{SE}(\Omega)P_{in} \quad \text{Eq IV. 37}$$

En injectant Eq IV. 37 dans Eq IV. 35, la densité spectrale de bruit $S_{P-Sp}(\Omega)$ en sortie du SOA et en incluant les effets de CPO s'écrit alors :

$$S_{P-Sp}(\Omega)|_{(b)} = 2|S_{21}(\Omega)|^2 P_{SE}(\Omega)P_{in} \quad \text{Eq IV. 38}$$

Le bruit d'intensité causé par le battement P-Sp est donc constant loin de la porteuse ($f > f_c$) et diminue pour des fréquences plus petites que la fréquence de coupure du SOA. Dans le cas d'un SOA non saturé, nous retrouvons le résultat bien connu [92] pour lequel $S_{21} = G_0$:

$$S_{P-Sp}(\Omega)|_{(b)} = 2P_{ASE}(\Omega)P_{out} \quad \text{Eq IV. 39}$$

Limites du modèle semi-classique

Ce modèle permet de décrire efficacement le bruit de battement P-Sp. Les mesures réalisées par P. Berger dans [94] présentées ci-dessous montrent que le bruit de battement P-Sp dans le SOA est bien impacté par la présence de CPO. La Figure IV. 7 montre le spectre de RIN additif d'un SOA commercial pour différentes puissances optiques injectées.

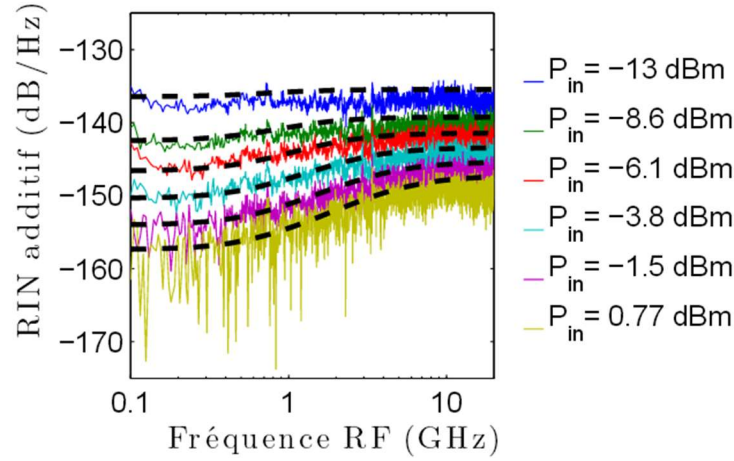


Figure IV. 7 : Spectres de RIN additif d'un SOA commercial de marque COVEGA (SOA de 1.5mm de long composé d'un puits quantique de $0.06\mu\text{m}^2$ en InP/InGaAsP/InP) pour différentes puissances optiques injectées. Courant d'alimentation SOA=500mA. (Issu de [94])

Cependant le modèle n'est pas complet. En effet, il ne permet pas de prendre en compte les effets de CPO dans le calcul du bruit de battement Sp-Sp. Selon ce modèle, si nous calculons la variation de puissance causée par le battement Sp-Sp au point (a) (Figure IV. 5) puis que nous lui appliquons la fonction de transfert S_{21} , nous obtiendrions une densité spectrale de bruit S_{Sp-} présentant une diminution de plusieurs dB en basses fréquences ($f < f_c$). Or nous avons vu que les effets de CPO sont négligeable sur le bruit causé par le battement Sp-Sp. En effet, la bande passante optique des matériaux III-V utilisés est de l'ordre de 6000 GHz et la bande de fréquence autour de la porteuse où le gain est impacté par les CPO n'est que de quelques GHz. La contribution des composantes de l'ASE impactées est négligeable. Il y a alors une contradiction entre le modèle qui prévoit une diminution de plusieurs dB de S_{Sp} autour de la porteuse et la réalité où elle est négligeable.

Une approche simple consisterait à considérer la source de bruit après le gain, en sortie du SOA et dont le spectre optique prend la forme de l'ASE en sortie du SOA en présence de CPO et du battement avec la porteuse. Si ce modèle ne décrit pas physiquement le SOA, il permet d'inclure les effets de CPO dans le calcul du bruit additif. Pour obtenir un modèle complet, la source de bruit quantique ne peut être considérée séparément de l'amplificateur. En effet, il faut considérer l'émission spontanée en chaque point du SOA. Par exemple, l'ASE émise en début du SOA traverse l'amplificateur en entier alors que celle émise en fin du composant n'est pas amplifiée. Il faut donc calculer la bruit causé par l'ASE en s'inspirant du modèle d'Agrawal pour la fonction de transfert S_{21} en considérant en chaque point du SOA l'émission locale d'ASE ainsi que l'amplification de l'ASE émise en amont.

IV.3) Comparaison des différentes contributions au bruit d'intensité

IV.3.a) Expression du RIN en sortie du SOA

Dans le paragraphe IV.2, nous avons calculé la densité spectrale de bruit dans le SOA. Un premier terme noté $S_{\delta P_{out}}$ représente le bruit du laser après son passage dans le SOA. Les termes notés S_{P-Sp} et S_{Sp-S} représentent le bruit additif du SOA induit par la présence d'émission spontanée dans

le matériau. Le RIN en sortie du système rassemblant un laser suivit d'un SOA prend donc la forme suivante :

$$RIN_{out}(\Omega) = \frac{S_{\delta P_{out}}(\Omega) + S_{P-sp}(\Omega) + S_{Sp-sp}(\Omega)}{P_{out}^2} \quad \text{Eq IV. 40}$$

En remplaçant les termes de densité spectrale de bruit par leur expression calculée précédemment, nous obtenons :

$$RIN_{out}(\Omega) = \frac{|S_{21}(\Omega)|^2}{G_{CW}^2} RIN_{in}(\Omega) + \frac{2|S_{21}(\Omega)|^2 P_{SE}}{G_{CW}^2 P_{in}} + \frac{2P_{ASE}(\Omega)^2 B_{opt} \left(1 - \frac{\Omega}{B_{opt}}\right)}{G_{CW}^2 P_{in}^2} \quad \text{Eq IV. 41}$$

où S_{21} est la fonction de transfert petit signal du SOA, G_{CW} est le gain continu du SOA, P_{in} est la puissance optique du laser, P_{SE} est la densité spectrale de puissance de l'émission spontanée dans le SOA et P_{ASE} la densité spectrale de puissance de l'émission spontanée amplifiée.

IV.3.b) Quantification du bruit additif induit par un SOA

Pour simplifier cette étude, nous allons ignorer les effets de CPO dans le battement P-Sp ($|S_{21}(\Omega)| = G_{CW}$). En réalité, les CPO provoquent une diminution de la puissance P_{ASE} autour de la porteuse et donc une diminution du bruit additif. Le bruit additif réel sera donc plus faible que celui que nous allons ainsi considérer. La Figure IV. 7 montre que le RIN additif causé par le battement P-Sp proche de la porteuse optique dans nos conditions d'utilisation est quelques dB (4-5 dB) plus faible en présence de CPO. Le RIN en sortie du SOA prend alors la forme :

$$RIN_{out}(\Omega) = \frac{|S_{21}(\Omega)|^2}{G_{CW}^2} RIN_{las}(\Omega) + \frac{2P_{ASE}}{G_{CW} P_{in}} + \frac{2P_{ASE}^2 B_{opt} \left(1 - \frac{\Omega}{B_{opt}}\right)}{G_{CW}^2 P_{in}^2} \quad \text{Eq IV. 42}$$

Le bruit additif induit par le SOA dépend principalement de l'émission spontanée dans l'amplificateur. La Figure IV. 8 ci-dessous représente schématiquement l'évolution du spectre optique en sortie du système pour une augmentation de la puissance du laser ΔP_{in} injectée dans le SOA.

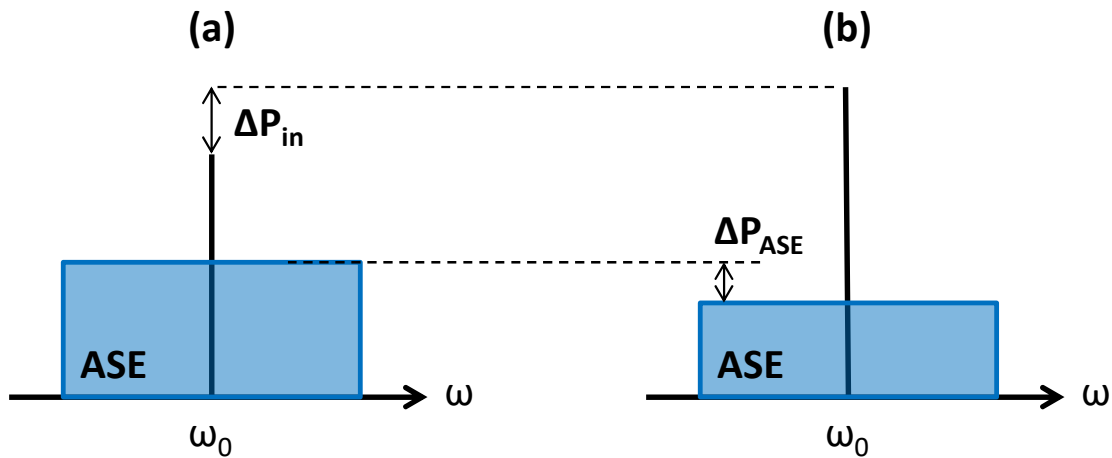


Figure IV. 8 : Représentation schématique d'un spectre optique en sortie d'un système Laser-SOA pour une puissance laser injectée dans le SOA égale (a) à P_{in} et (b) à $P_{in} + \Delta P_{in}$

Une saturation du gain optique provoque une diminution de la puissance de l'émission spontanée. En effet, l'augmentation de la puissance de la porteuse optique consomme un plus grand nombre de porteurs. Or le gain étant saturé, le nombre de porteurs disponibles pour se recombinaison de façon spontanée diminue. Les mesures présentées sur la Figure IV. 9 ont été réalisées sur un SOA dont l'architecture est présentée la référence [88]. Elles montrent l'évolution à gauche de la densité spectrale de puissance d'ASE et à droite du gain optique fibre à fibre en fonction de la puissance optique injectée dans le SOA. Le courant d'alimentation du SOA est de 200 mA. La P_{ASE} a été mesuré avec une résolution de 1 nm.

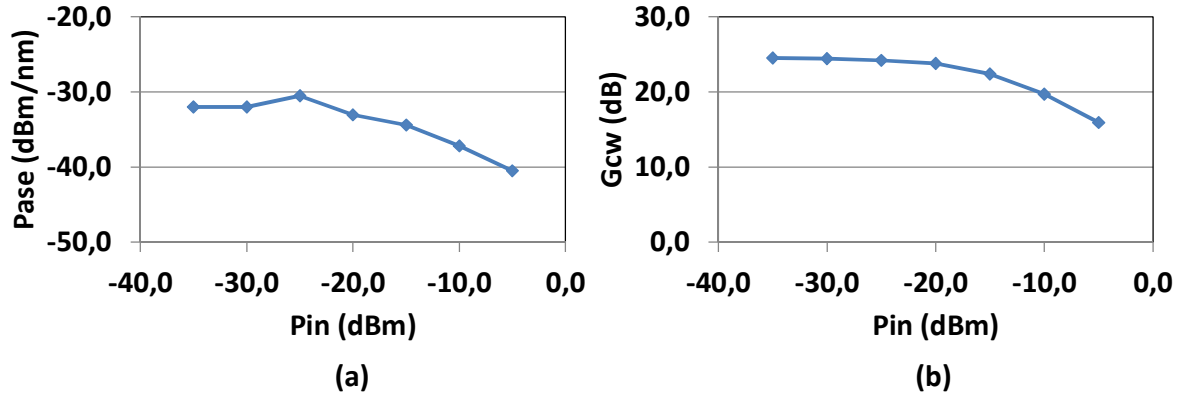


Figure IV. 9 : (a) Densité spectrale de puissance de l'ASE en dBm/nm (P_{ASE}) en fonction de la puissance optique injectée dans le SOA. (b) Gain optique en fonction de la puissance optique injectée dans le SOA. $I = 200$ mA

Nous remarquons sur ces courbes que P_{ASE} diminue en même temps que le gain continu G_{cw} quand nous saturons le SOA. Nous pouvons alors nous attendre à une diminution du bruit d'intensité additif (P-Sp et Sp-Sp) induit par le SOA quand la saturation du composant augmente. Nous pouvons alors estimer le bruit additif de ce SOA en utilisant les valeurs de G_{cw} et de P_{ASE} extraites de ces mesures.

Estimation du bruit d'intensité causé par le battement Sp-Sp

Afin d'estimer la contribution du battement Sp-Sp au bruit d'intensité, remarquons tout d'abord que la bande passante du SOA est de l'ordre de $B_{opt} = 6000$ GHz. Or nous n'étudions le RIN que sur une bande passante réduite de 100 MHz à 20 GHz. Nous pouvons alors considérer que le RIN causé par le battement Sp-Sp, noté RIN_{Sp-Sp} , est constant sur cette plage de fréquence et égale à :

$$RIN_{Sp-Sp} = \frac{2P_{ASE}^2 B_{opt}}{G_{CW}^2 P_{in}^2} \quad \text{Eq IV. 43}$$

La Figure IV. 10 montre l'évolution du RIN additif causé par le battement Sp-Sp en fonction de la puissance optique injectée dans le SOA, présenté dans la Figure IV. 9. Le courant d'alimentation est de 200 mA.

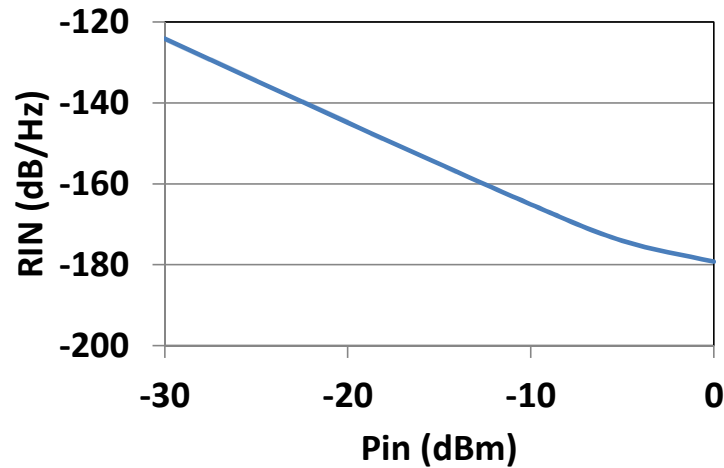


Figure IV. 10 : Evolution du RIN additif causé par le battement Sp-Sp en fonction de la puissance optique injectée dans le SOA. Courant d'alimentation du SOA : 200 mA. Les paramètres sur SOA sont décrits dans la Figure IV. 9.

Lorsque le SOA n'est pas saturé, la puissance de bruit additif causé par le battement Sp-Sp est relativement importante, de l'ordre de -120 dB/Hz. En régime saturé, i.e. pour des puissances optiques injectées dans le SOA de l'ordre de 0 dBm, cette contribution au RIN devient faible, autour de -180 dB/Hz. Ce niveau de bruit est en deçà du bruit de grenaille qui est de -170 dB/Hz pour un photocourant de 1 mA. Nous pouvons donc considérer que la contribution du battement Sp-Sp est négligeable.

Estimation du bruit d'intensité causé par le battement P-Sp

Contrairement au battement Sp-Sp, le battement P-Sp induit un bruit additif plus élevé. La Figure IV. 11 montre pour le même SOA, à un courant d'alimentation de 200 mA, l'évolution du RIN additif causé par le battement P-Sp en fonction de la puissance optique injectée dans le SOA :

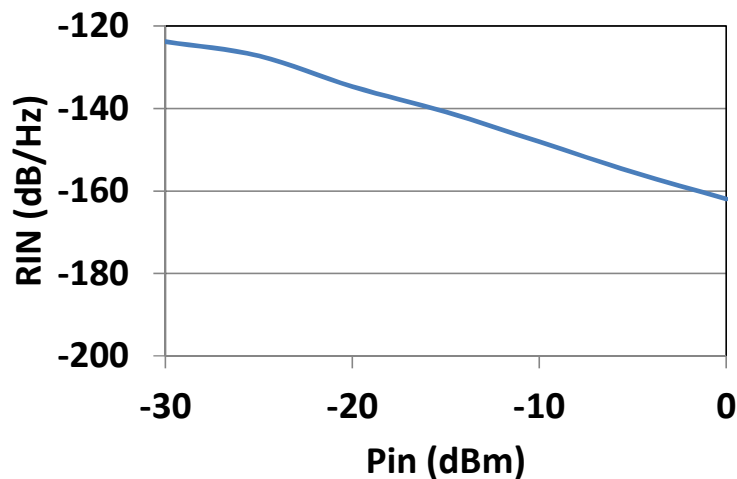


Figure IV. 11 : Evolution du RIN additif causé par le battement P-Sp en fonction de la puissance optique injectée dans le SOA. Courant d'alimentation du SOA : 200 mA. Les paramètres sur SOA sont décrits dans la Figure IV. 9.

Les niveaux de bruit d'intensité mis en jeu sont de l'ordre de -160 dB/Hz pour une puissance optique injectée dans le SOA de 0 dBm. Or la puissance de sortie des lasers hybride III-V sur silicium est

de quelques milliwatts. Lors des mesures de réduction du RIN du laser, la puissance injectée dans le SOA sera donc de l'ordre de 0 dBm. Dans ces conditions, le bruit additif induit par le SOA sera alors proche des valeurs de RIN des lasers hybride III-V sur Si mesurées dans le chapitre II. Nous verrons dans la suite de ce chapitre que le battement P-Sp sera un des facteurs limitant la réduction de bruit d'intensité attendue.

IV.4) Etude expérimentale

Dans ce paragraphe, nous présenterons des mesures de RIN d'un système comprenant un laser suivi d'un SOA. Dans un premier temps, nous utiliserons des modules externes contenant un amplificateur. La lumière sera donc collectée avec une fibre en sortie du laser puis injectée dans l'amplificateur. Un isolateur optique est placé entre le laser et le SOA, afin de supprimer les effets de réinjection dans le laser et de cavités couplées. Dans un second temps, nous utiliserons des composants optiques intégrés, c'est-à-dire une puce en Si contenant un laser suivi par un SOA. Dans cette configuration, et pour des raisons technologiques, nous noterons l'absence d'isolateurs entre les deux.

IV.4.a) Utilisation d'un SOA externe

Nous utilisons deux SOA différents dont l'architecture générale est décrite dans [88]. Leur différence repose sur la longueur de la zone active ainsi que le coefficient de confinement de la lumière dans les puits quantiques. Rappelons que plus la longueur du SOA et le coefficient de confinement du mode optique sont élevés, plus les effets de saturation seront forts. Un premier SOA que nous noterons SOA_1 a une longueur de 1 mm et un coefficient de confinement dans les puits quantiques de 20%. Le second SOA_2 a une longueur de 1.2 mm et un coefficient de confinement dans les puits quantiques de 80%. Présentons dans un premier temps la caractérisation des fonctions de transfert en modulation « petit signal » de ces composants. Dans la suite, la fonction de transfert électrique en modulation « petit signal » est noté S_{21} .

Paramètres S_{21} petit signal

Rappelons que le RIN du laser lors du passage de l'onde lumineuse dans le SOA est multiplié par $S_{21}(\Omega)^2 / G_{CW}^2$. Le montage permettant de mesurer ce paramètre est décrit par la figure ci-dessous :

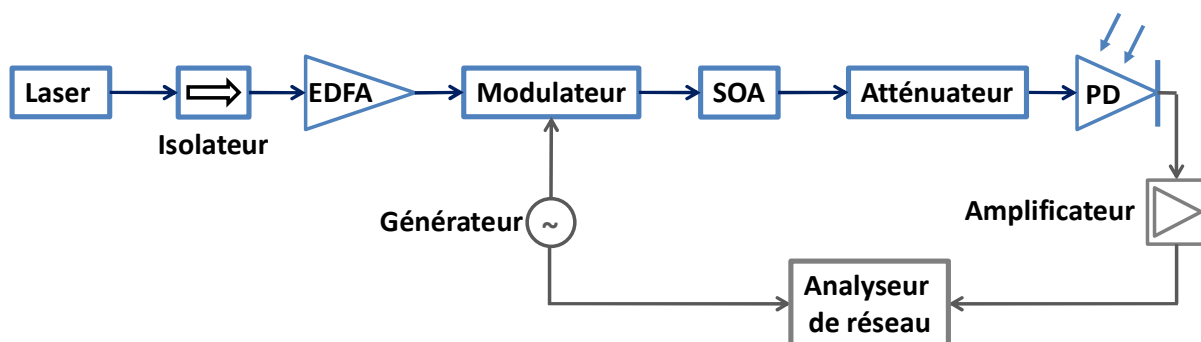


Figure IV. 12 : Schéma de mesure de paramètre S_{21} petit signaux. Les liaisons en bleu sont optiques et en gris électriques.

Le principe de mesure repose sur la caractérisation du gain RF d'une liaison optique à modulation externe dans laquelle nous utilisons un SOA. Le principe est le suivant : un laser - amplifié par un EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) - est ensuite modulé à la fréquence Ω avec une faible profondeur de modulation grâce à l'utilisation d'un modulateur externe type MZM. Le signal modulé est ensuite injecté dans le SOA. Le signal collecté en sortie du SOA est atténué en cas de fortes puissances puis mesuré par une photodiode rapide. Après amplification, le signal électrique recueilli est comparé au signal de modulation initial par un analyseur de réseau. Cette mesure est également faite pour la liaison à modulation externe sans le composant à tester. Cette étape permet de soustraire la réponse électrique du modulateur et de la photodiode et de l'ensemble des composants électriques avant l'analyseur de réseaux. Le rapport entre la profondeur de modulation du signal en sortie du SOA et le signal en entrée du SOA nous donne la fonction de transfert petit signal $S_{21}(\Omega)$ du composant à caractériser, i.e. le SOA. Pour avoir la réponse du SOA sur la plage de fréquences qui nous intéresse, nous faisons varier la fréquence de modulation Ω entre 100 MHz et 20 GHz. Cette mesure est simplifiée par le fait que dans le calcul du RIN, le paramètre $S_{21}(\Omega)$ est normalisé par le gain continu G_{CW} . Ainsi il est inutile de caractériser précisément les pertes de couplage et de propagation. C'est pourquoi les courbes de fonction de transfert des SOA présentées dans la fin du chapitre seront normalisées par le gain continu.

Les courbes ci-dessous ont été réalisées en injectant une puissance optique $P_{in} = 2 \text{ dBm}$ ce qui correspond aux puissances qui peuvent être obtenues avec des lasers III-V sur silicium. Nous pouvons donc voir sur la Figure IV. 13, à gauche, le carré du paramètre S_{21} normalisé par le gain continu G_{CW} du SOA_1 sur une plage de fréquence 100 MHz-20 GHz pour différents courants d'alimentation et à droite celui du SOA_2 . Signalons que de par sa taille, le composant SOA_2 supporte des courants plus importants. Le gain continu G_{CW} est obtenu en considérant la valeur limite du paramètre S_{21} quand la fréquence est grande ($f \geq 20 \text{ GHz}$).

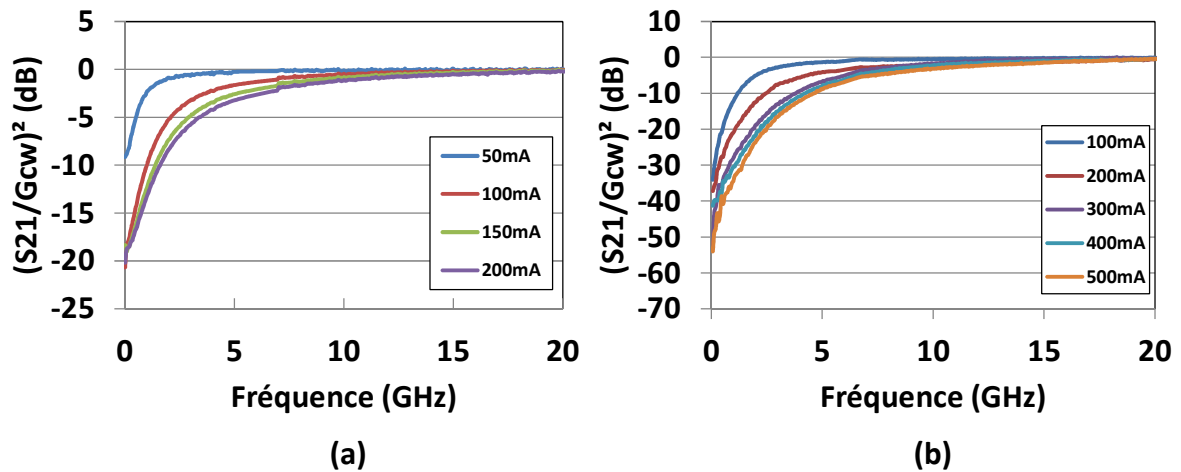


Figure IV. 13 : Mesures des paramètres $(S_{21}/G_{CW})^2$ de (a) SOA_1 et de (b) SOA_2 sur la bande de fréquences 100 MHz-20 GHz pour différents courants d'alimentation avec une puissance optique injectée de $P_{in} = 2 \text{ dBm}$.

Nous retrouvons donc bien la fonction de transfert attendue, caractéristique d'un filtre passe haut. L'augmentation du courant d'alimentation provoque une augmentation de la fréquence de coupure et de l'extinction de la modulation en basse fréquence. Il est donc intéressant d'utiliser des courants importants. Ces courbes montrent que le SOA_2 est un meilleur candidat pour le filtrage du

bruit : Sa fréquence de coupure est plus haute ($f_{c2} = 8 \text{ GHz}$ contre $f_{c1} = 5 \text{ GHz}$) et son rapport d'extinction m_{out}/m_{in} à 100 MHz est plus important (40 dB contre 20 dB).

RIN d'un laser hybride III-V sur Si suivi d'un SOA avec un faible coefficient confinement

Les mesures de spectre de RIN présentées dans ce paragraphe ont été réalisées sur un lot de lasers dont l'architecture a été présentée dans le chapitre II. Il s'agit de lasers hybrides composés d'une cavité Fabry-Pérot de 2.2 mm de longueur, filtrée par deux anneaux résonnants. Les mesures présentées sont représentatives du comportement du lot considéré. Le schéma de principe de la mesure est alors le suivant :



Figure IV. 14 : Schéma de mesure de spectre de RIN du système laser+SOA.

La lumière collectée à la sortie de la puce silicium est d'abord isolée puis injectée dans le SOA externe. Le signal en sortie de ce système est atténué en cas de fortes puissances puis détecté avec une photodiode (PD). Le signal électrique est alors envoyé sur un analyseur de spectre électrique (ESA) pour étudier sa densité spectrale de bruit d'intensité.

La mesure présentée sur la Figure IV. 15 rassemble trois spectres de RIN. Le premier est celui d'un laser hybride de 2.2 mm de longueur avec un taux de pompage $r = I/I_{th} = 4$. Le second représente le RIN en sortie du SOA rassemblant ce même laser dans les mêmes conditions d'utilisation et le SOA_1 avec un courant de 150 mA. Le troisième montre le RIN prédit par le modèle développé dans ce chapitre. Cette dernière est obtenue en injectant dans l'équation Eq IV. 42 la mesure de RIN du laser seul ainsi que les mesures des paramètres du SOA (S_{21} , G_{CW} et P_{ASE}).

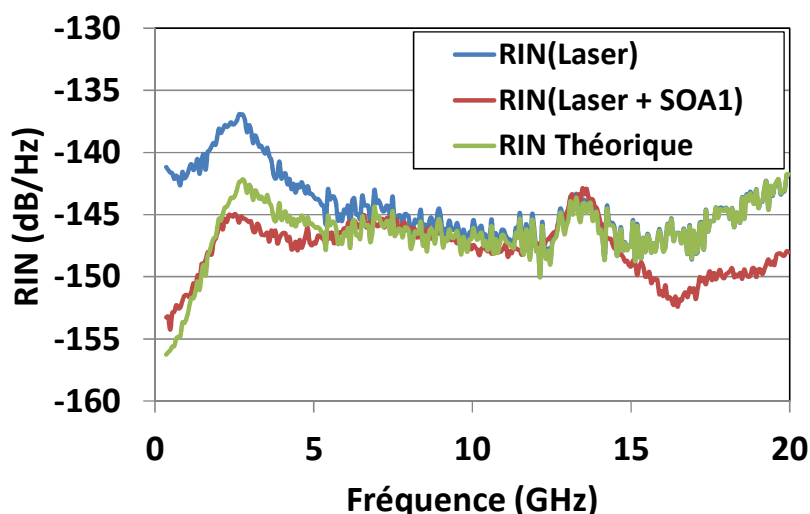


Figure IV. 15 : Bleu : Spectre de RIN d'un laser hybride monomode. $r=4$, Photocourant : 0.6 mA. Rouge : Spectre de RIN du même laser suivi du SOA_1 soumis à 150 mA. Photocourant : 2.2 mA. Vert : Spectre de RIN prédit par le modèle théorique.

Nous observons une atténuation du RIN du laser en dessous de la fréquence de coupure du SOA, i.e. en dessous de 5 GHz. L'amplitude de la résonnance des oscillations de relaxation située à 2.7 GHz est alors réduite d'environ 8 dB. La réduction du RIN est de l'ordre de 11 dB à 100 MHz. Les résultats expérimentaux sont cohérents avec les prédictions du modèle utilisant les paramètres expérimentaux du SOA. Cependant, nous notons une légère différence autour de la fréquence des oscillations de relaxation du laser qui peut s'expliquer par la difficulté de retrouver exactement le même point de fonctionnement pour le laser lors des deux mesures. Nous remarquons une différence plus importante en haute fréquence ($f > 15 \text{ GHz}$). Elle s'explique par la différence de la puissance de sortie du système. Rappelons que le plancher du banc de mesure du RIN dépend du photocourant moyen reçu par la photodiode. Ainsi, le plancher de mesure est plus bas dans la configuration où nous mesurons le RIN du laser amplifié par le SOA. Pour finir, nous remarquons aussi qu'en dessous de 1 GHz, nous pouvons deviner la présence du bruit additif du SOA. Nous voyons apparaître sur la mesure du RIN du laser amplifié un plancher autour de -155 dB/Hz. Un tel niveau de bruit est proche du niveau de bruit additif que calculé dans le paragraphe IV.3.b.

RIN d'un laser hybride III-V sur Si suivi d'un SOA de fort confinement

Le second SOA a une longueur de $L=1.2 \text{ mm}$ et a un coefficient de confinement dans les puits quantiques Γ de 80%. Les effets de CPO attendus dans cette structure sont donc plus importants que dans le précédent SOA. Nous utilisons les mêmes lasers dans les mêmes conditions de mesures que dans le paragraphe précédent. Les mesures présentées sur la Figure IV. 16 rassemblent trois spectres de RIN. Le premier est celui d'un laser hybride de 2.2 mm de longueur avec un taux de pompage $r = I/I_{th} = 4$. Le second représente le RIN en sortie du SOA rassemblant ce même laser dans les mêmes conditions d'utilisation et le SOA_2 avec un courant de 400 mA. Le troisième montre le RIN prédit par le modèle développé dans ce chapitre en utilisant les paramètres mesurés expérimentalement du SOA (S_{21} , G_{CW} et P_{ASE}).

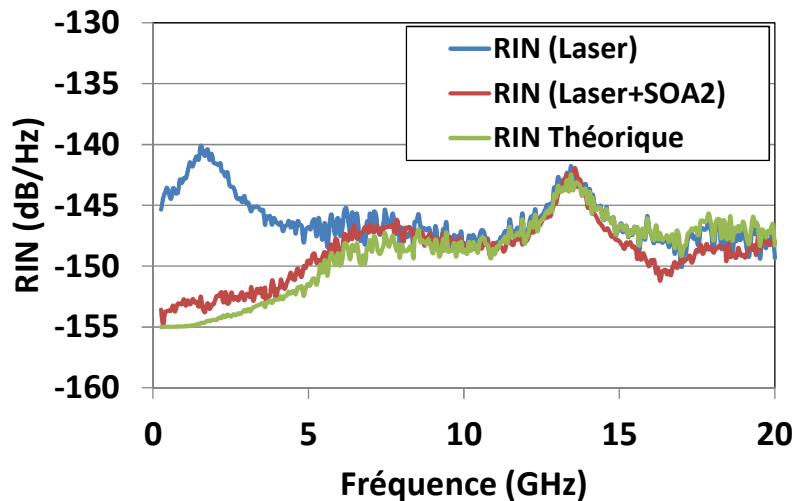


Figure IV. 16 : Bleu : Spectre de RIN d'un laser hybride monomode. $r=4$, Photocourant : 0.7 mA. Rouge : Spectre de RIN du même laser suivi du SOA_2 soumis à 400 mA. Photocourant : 2.6 mA. Vert : Spectre de RIN prédit par le modèle théorique.

Nous remarquons qu'aux fréquences inférieures à la fréquence de coupure du SOA ($f_c = 8 \text{ GHz}$), le RIN du laser est atténué. Cette atténuation atteint 15 dB à la fréquence des oscillations de relaxation du laser. Cependant, nous remarquons en basse fréquence l'apparition d'un

plancher de bruit autour de -155 dB/Hz. Ce niveau correspond au bruit d'intensité additif apporté par le SOA que nous avons calculé théoriquement. La réduction du RIN du laser est donc limitée par le bruit additif du SOA. Pour finir, cette figure met en avant que le modèle permet de prédire le RIN d'un laser amplifié par un SOA dont le gain optique est saturé, c'est-à-dire d'une part la réduction du RIN du laser et d'autre part le bruit additif induit par le SOA.

IV.4.b) Utilisation d'un laser et d'un SOA intégré sur Si

Un des intérêts de la photonique sur silicium est l'intégration de circuits complets sur une même puce. Nous présenterons dans ce paragraphe des mesures réalisées sur des puces III-V sur Silicium comprenant un laser hybride suivi d'un SOA. La Figure IV. 17 rassemble en haut la photo et en dessous le masque de fabrication d'un tel composant.

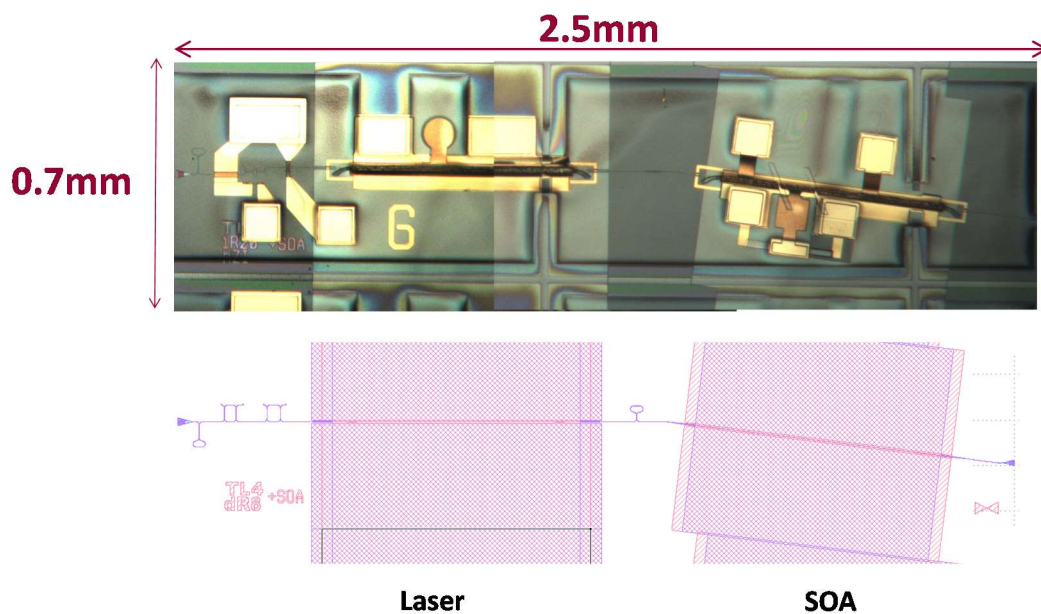


Figure IV. 17 : Photo et masque d'un composant III-V sur silicium comprenant un laser hybride à anneaux résonants et un SOA hybride.

L'angle avec lequel a été conçu le SOA (7 degrés par rapport à l'axe de propagation dans le laser) sert à limiter la ré-injection dans le SOA et le laser lorsque la facette de sortie du SOA est clivée. Les réflexions parasites peuvent être un problème important. En effet, quelques pourcents de réflexion en sortie du SOA peuvent suffire à induire une oscillation laser. Rappelons que deux paramètres sont importants pour gérer la saturation du gain : La longueur de l'amplificateur et son confinement. Les SOAs que nous utilisons ici ont une longueur de 400 μm et une largeur du guide silicium courant sous le guide III-V permettant un confinement de 7% dans les puits quantiques (voir paragraphe II.2.g).

Le laser et le SOA ne peuvent être mesurés séparément. Les courbes de RIN et de fonction de transfert des composants seuls présentées ci-dessous ont été réalisées sur un laser et un SOA de conception identique à ceux utilisés dans le composant final. Cependant, les variations entre les composants pourront induire au même point de fonctionnement des différences de puissance de sortie du laser ou un décalage de la fréquence des oscillations de relaxation. La fonction de transfert normalisée d'un SOA hybride typique seul est tracée dans la figure ci-dessous. La puissance optique injectée dans le SOA est de 2 dBm.

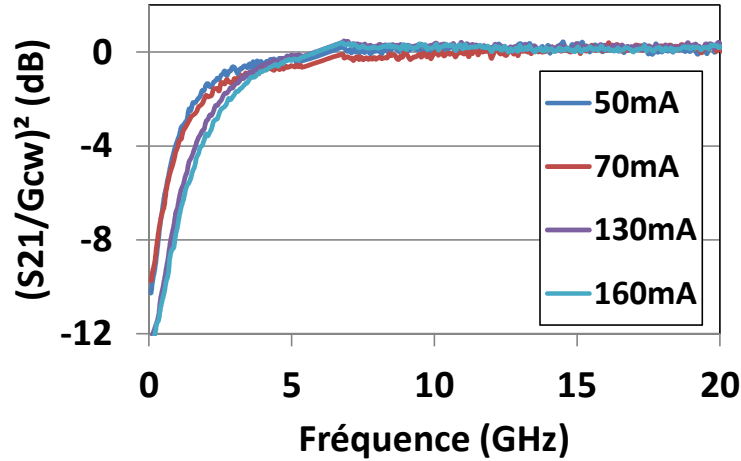


Figure IV. 18 : Mesures des paramètres $(S_{21}/G_{CW})^2$ sur 100 MHz-20 GHz d'un SOA hybride de 400 μm de long et de confinement dans les puits quantique de 7% pour différents courants d'alimentation avec une puissance optique injectée de $P_{in} = 2 \text{ dBm}$.

Ces derniers composants sont plus courts et présentent des coefficients de confinement plus faibles, les effets de saturation du gain sont donc moins importants. Ainsi, nous nous attendons à avoir une réduction moins importante du RIN du laser.

Le laser hybride a une longueur de 1.2 mm. La résonnance de battement ne sera donc pas présente sur le spectre de RIN car elle se situera au-delà de 20 GHz. La courbe ci-dessous compare donc le spectre de RIN du laser seul avec le RIN d'un composant laser/SOA tout intégré :

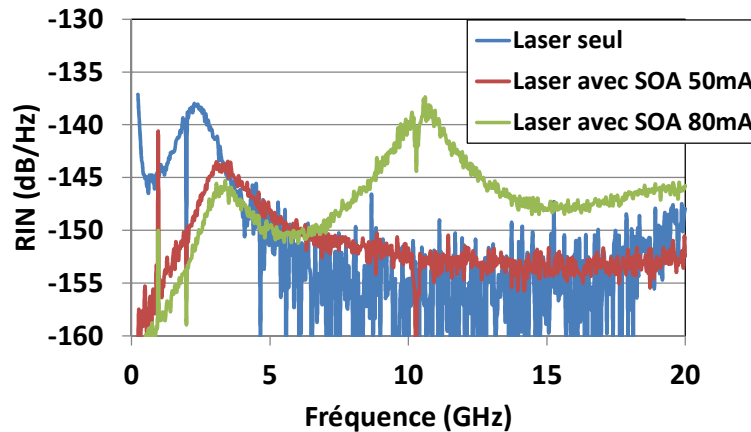


Figure IV. 19 : Bleu : Spectre de RIN d'un laser hybride monomode. $r=4$, photocourant : 0.4 mA. Rouge : Spectre de RIN d'un laser hybride suivi d'un SOA hybride soumis à 50 mA. $r=4$, photocourant : 1.4 mA. Vert : Spectre de RIN d'un laser hybride suivi d'un SOA hybride soumis à 80 mA. $r=4$, photocourant : 1.7 mA.

Remarquons tout d'abord que la fréquence des oscillations de relaxation n'est pas la même entre la mesure du laser seul et la mesure du laser suivi du SOA. Rappelons qu'il ne s'agit pas du même composant même si dans les deux cas la conception du laser est identique. Nous montrons ainsi une atténuation du bruit d'intensité dû aux oscillations de relaxation atteignant 5 dB. A 100 Mhz, le filtrage du RIN atteint 15 à 20 dB pour un courant de fonctionnement de 50 mA à 80 mA. Le bruit d'intensité additif causé par le SOA n'est pas visible sur ces courbes car il est de trop faible intensité. Nous remarquons l'apparition d'une résonnance autour de 10 GHz lorsqu'on augmente le courant

d'alimentation du SOA de 50 mA à 80 mA. Une faible réflexion (de l'ordre de 1 à 2%) se produit au niveau du coupleur vertical en sortie du système. Le SOA est alors placé au centre d'une cavité Fabry-Pérot formée du miroir de sortie du laser ($R=30\%$) et du coupleur. La très faible réflectivité de ces miroirs en fait un laser avec un seuil élevé mais qui suffit à faire apparaître un bruit de battement entre le mode oscillant du laser et les modes non oscillants de l'ensemble formé par le laser suivi par le SOA. L'absence d'isolateur sur une plateforme intégrée rend donc un tel composant délicat à utiliser et nécessite une étude approfondie sur les effets des réflexions parasites. Dans ce cadre, en collaboration avec Télécom Paris, nous avons étudié la sensibilité des lasers hybrides à la réinjection optique. Des premiers résultats sont présentés dans la référence [95]. Ils mettent en évidence notamment que le comportement spectral du laser peut être rendu instable par la présence d'une réinjection de quelque pourcent.

Ce résultat est cependant prometteur. Il serait possible de l'améliorer en utilisant un SOA plus long avec un confinement optique dans les puits quantiques plus important. En exemple, la mesure ci-dessous montre à gauche la fonction de transfert d'un SOA de même architecture mais de 800 μm de longueur et à droite le RIN théorique calculé avec le modèle d'un laser couplé dans le SOA :

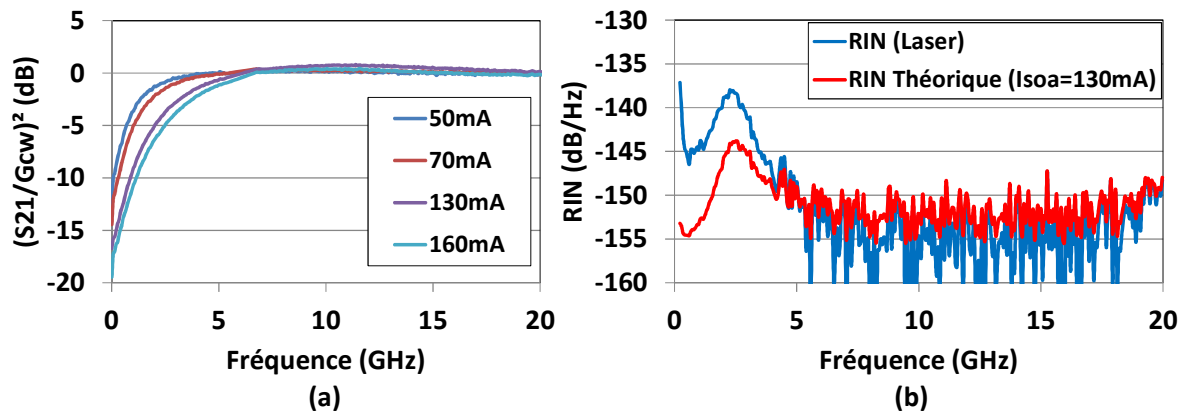


Figure IV. 20 : (a) Mesures du paramètre $(S_{21}/G_{CW})^2$ d'un SOA hybride de 800 μm de long et de confinement dans les puits quantique de 7% sur 100MHz-20GHz pour différents courants d'alimentation avec une puissance optique injectée de $P_{las} = 2 \text{ dBm}$. (b) Bleu : Spectre de RIN d'un laser hybride monomode. $r=4$, photocourant=0.4 mA. Rouge : Spectre de RIN du laser suivi par le SOA précédemment cité prédit par le modèle théorique.

Nous pouvons alors espérer en utilisant ce composant une réduction du bruit d'intensité du laser à la fréquence des oscillations de relaxation pouvant atteindre 8 dB. Plusieurs pistes d'optimisation sont encore à explorer d'une part dans la conception du SOA pour maximiser les effets de saturation et d'autre part dans la minimisation du bruit d'intensité additif du SOA.

IV.5) Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu montrer l'intérêt que peut avoir un SOA saturé dans la réduction du bruit d'intensité relatif des lasers hybrides de longueur millimétrique. La saturation du gain optique du SOA se traduit dans le domaine électrique par une fonction de transfert représentée par un filtre passe-haut dont la fréquence de coupure est donnée par l'inverse du temps de vie des porteurs dans le SOA. A l'image d'une modulation d'intensité, le RIN d'un laser peut être filtré par le SOA quand ce dernier présente un gain optique saturé. Nous avons alors développé un modèle

permettant de prédire d'une part la réduction du RIN du laser par le SOA saturé et d'autre part le bruit additif induit par le SOA.

Nous avons alors présenté des mesures réalisées sur des lasers hybrides III-V sur Silicium amplifiés par des SOA dans un module externe au laser. Nous avons alors montré que nous pouvions diminuer jusqu'à 15 dB l'amplitude de la résonnance causée par les oscillations de relaxation du laser. Des résultats similaires ont été démontrés avec une solution toute intégrée rassemblant le laser et le SOA sur la même puce en silicium. Pour l'instant, la réduction du RIN est limitée à 5 dB à la fréquence des oscillations de relaxation. Ces mesures ont permis de valider le modèle développé dans le cadre de cette thèse. Les résultats expérimentaux obtenus sont en accord avec les prédictions du modèle.

Nous avons montré que cette solution est intéressante tout d'abord pour les lasers hybrides de longueur millimétrique en réduisant le bruit d'intensité causé par les oscillations de relaxation. Dans le cas des lasers de longueur centimétrique développés dans le chapitre III, elle pourra permettre de réduire le bruit d'intensité causé par le battement entre le mode oscillant et les modes non oscillants. Il sera toutefois nécessaire de travailler sur l'amélioration du bruit additif dans l'amplificateur optique intégré ainsi que les différentes possibilités pour réduire les effets de la réinjection optique dans le SOA et le laser.

-
- [80] S. Taccheo, G. Sorbello, P. Laporta and C. Svelto, "Intensity-noise suppression in a diode-pumped Tm:Ho:YAG laser" CLEO 2000, Paper CThD7
- [81] K. Sato and H. Toba, "Reduction of mode partition noise by using semiconductor optical amplifiers" Semiconductor laser conference, IEEE 17th International (2000)
- [82] S.E. Schwarz et T.Y. Tan, "Wave interactions in saturable absorbers", Applied Physics Letters, 10 (1), pp.4-7 (1967)
- [83] M. Sargent, "Spectroscopic techniques based on Lamb's laser theory", Physics Reports, 43 (5), pp. 223-265 (1978).
- [84] G.P. Agrawal, "Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers", J. Opt. Soc. Am. B, 5 (1), pp. 147-159 (1988).
- [85] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, "Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers", IEEE J. Quantum Electron., vol.25, pp. 2297-2306, 1989.
- [86] K. Sato, H. Toba, « Reduction of mode partition noise by using semiconductor optical amplifiers » IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.7, No. 2, March/April 2001.
- [87] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "Long- Wavelength Semiconductor Lasers." New York: Van Nostrand Reinhold. 1986, ch. 2.
- [88] J.-Y. Emery, T. Ducellier, N. Bachmann, P. Doussihe, F. Pommereau, R. Ngo, F. Gaborit, L. Goldstein, G. Laube and J. Barrau "High performance 1.55 μ m polarization insensitive semiconductor optical amplifier based on low-tensile-strained bulk GaInAsP", Electronics Letters, Vol.33, No.12, pp 1083-1084 June 1997
- [89] B. Cabon, J. Chazelas & D. Dolfi, "Optoélectronique hyperfréquence: Composants." Techniques de l'ingénieur. Electronique, 4(E3330), E3330-1. (2003)
- [90] K. Petermann, "Laser diode modulation and noise" Springer Science & Business Media. (2012)
- [91] D.M. Baney, P. Gallion, and R.S. Tucker, « Theory and measurement techniques for the noise figure of optical amplifiers », Optical Fiber Technology, pp. 122-154 (2000)
- [92] G;H. Duan, E. Georgiev, "Non-White Photodetection Noise at the Output of an Optical Amplifier: Theory and Experiment" IEEE J. of Q. Electronics, Vol.37, No.8, August 2001
- [93] E. Desurvire, « Erbium-Doped Fiber Amplifiers : Principles and Applications » New York : Wiley, 1994, pp.76-77
- [94] P. Berger "Lumière lente et rapide dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour des applications en optique micro-onde et aux RADAR" Thèse de doctorat, Université Paris-Sud Orsay (Février 2012)
- [95] K. Schires, N. Girard, G. Baili, G. H. Duan, S. Gomez, and F. Grillot. "Dynamics of Hybrid III-V Silicon Semiconductor Lasers for Integrated Photonics" Journal of Selected Topics in Quantum Electronics (JSTQE) (2016)

Chapitre V : Laser DFB à très haut facteur de qualité en III-V sur Si

Table des matières

V.1) Introduction	124
V.2) Théorie des lasers DFB hybrides en III-V/Si	124
V.2.a) Description de la structure d'un laser DFB en III-V sur Si	124
V.2.b) Théorie des modes couplés contre-propagatifs appliquée au laser DFB.	125
V.2.c) Modes de défauts.....	128
V.2.d) Particularité des lasers DFB en photonique sur silicium : Mode DFB exchange.....	129
V.3) Conception et étude expérimentale de lasers DFB III-V sur silicium	131
V.3.a) Conception	131
V.3.b) Etude expérimentale des lasers DFB en III-V sur silicium	133
Caractéristique Puissance-courant et spectres optiques	133
Etude du bruit d'intensité relatif de lasers DFB en III/V sur Si	135
V.4) Laser DFB en III-V sur Si à très haut facteur de qualité.....	136
V.4.a) Optimisation des pertes par absorption dans l'InP dopé P.	137
V.4.b) Optimisation des pertes radiatives induites par le réseau	138
Origine des pertes radiatives dans un réseau de Bragg	138
Réduction des pertes radiatives	140
V.4.c) Fabrication des réseaux de Bragg variable.....	143
V.4.d) Mesures du facteur de qualité de réseau Si à profil variable	144
Mesures des fréquences de résonance du réseau de Bragg à profil variable	144
Mesure du facteur de qualité du réseau variable en Si	146
V.5) Conclusion.....	147

V.1) Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons proposé puis étudié des architectures de lasers hybrides en III-V sur Si pouvant atteindre un comportement dynamique de classe A. Nous avons cherché à allonger suffisamment la longueur de la cavité laser afin d'atteindre une durée de vie de photons de l'ordre de la nanoseconde. Nous avons ensuite mis en évidence les limitations de ces conceptions pour obtenir à la fois un laser monomode axial et de dynamique classe A. Dans le présent chapitre, nous proposons une solution alternative afin d'obtenir un laser présentant un comportement dynamique de classe A tout en utilisant la plateforme III-V sur Si. Afin de nous affranchir des problèmes liés au filtrage axial des cavités longues, nous proposons d'utiliser un laser DFB en III/V sur Si, qui par l'utilisation d'un réseau adapté est naturellement monomode.

Dans ce chapitre, nous commencerons par décrire le fonctionnement des lasers DFB en III-V sur silicium. En effet, la structure du guide actif hybride formé de deux guides couplés, le premier en III-V et le second en Silicium, rend son fonctionnement particulier. Nous verrons que plusieurs modes, en fonction de leur confinement dans le guide III-V ou silicium, peuvent répondre aux conditions de Bragg du réseau.

Ensuite nous présenterons la conception de composants classiques dont l'architecture repose sur un réseau du premier ordre avec un saut de phase assurant un comportement monomode. Nous montrerons avec étude expérimentale leur bruit d'intensité relatif ainsi que le facteur de qualité de ces cavités lasers.

Enfin, dans la dernière partie du chapitre, nous proposerons une architecture innovante de lasers DFB permettant d'atteindre de très hauts facteurs de qualité, i.e. de l'ordre de quelques millions. En effet, la plateforme photonique sur silicium permet la conception de lasers DFB dont la source principale de pertes correspond aux pertes radiatives induites par le réseau de Bragg. Or, en cherchant à obtenir un laser de faible largeur de raie, A. Yariv a montré [96] que l'utilisation d'un réseau de Bragg à pas variable adapté permet de minimiser les pertes radiatives. Les cavités DFB ainsi obtenues peuvent alors atteindre des facteurs de qualité de plusieurs millions, rendant envisageable la conception de lasers ayant un comportement dynamique de classe A.

V.2) Théorie des lasers DFB hybrides en III-V/Si

V.2.a) Description de la structure d'un laser DFB en III-V sur SI

Un laser DFB présente un réseau de Bragg tout au long de la zone active et assure ainsi une émission monomode axiale stable [97]. La Figure V. 1 illustre l'architecture d'un laser DFB hybride III-V sur Si. La zone active est identique à celle utilisée dans les lasers en III-V sur Si à anneaux résonants. Nous rappelons qu'il s'agit d'un guide hybride constitué d'un guide III-V et d'un guide silicium. La particularité du laser DFB est l'introduction d'un réseau gravé dans le guide en Si, en dessous du guide en III-V. Nous utiliserons dans un premier temps des réseaux à saut de phase pour assurer une émission monomode. La position du mode optique dans le guide hybride est représentée sur la figure par une flèche noire. La présence de transition entre la zone centrale (incluant le réseau de Bragg) et le guide en Si de sortie permet d'augmenter le confinement du mode optique dans le guide de sortie (voir paragraphe II.2.f). Il existe alors plusieurs méthodes pour collecter la lumière en sortie du composant.

La Figure V. 1 montre l'exemple d'une facette clivé dont la réflectivité est réduite (angle de clivage, traitement antireflet, guides adaptés). Il est aussi possible d'utiliser des coupleurs verticaux permettant les mesures sur plaques, avant clivage des composants.

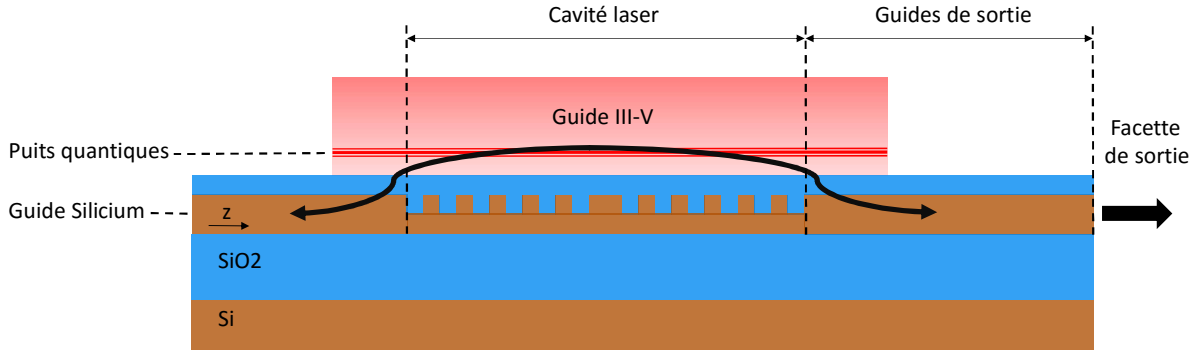


Figure V. 1 : Représentation schématique de la structure d'un laser DFB hybride en III-V/Silicium.

Dans la structure ci-dessus, les pertes de propagation sont très faibles car les cavités sont courtes, typiquement de l'ordre de 400 μm à 800 μm . Les transitions entre le guide hybride et le guide silicium se font à l'extérieur de la cavité. Seules les pertes d'absorption dans l'InP dopé p (IVBA) ainsi que les pertes liées au réseau de Bragg seront à considérer.

Le fonctionnement des lasers DFB III-V sur Silicium se distingue des DFB classiques par la présence d'un guide hybride, composé de la superposition d'un guide en III-V et d'un guide en Si. Pour le comprendre, nous devons nous pencher sur la théorie des modes couplés. Ce point est détaillé notamment dans la référence [98].

V.2.b) Théorie des modes couplés contre-propagatifs appliquée au laser DFB.

Dans le chapitre II, nous avons présenté le couplage directionnel permettant l'échange de puissance d'un guide à l'autre. Le couplage contre-directionnel possède un fonctionnement similaire à l'exception près que les modes se propagent dans des sens opposés. Un réseau de Bragg est un milieu où un mode propagatif de constante de propagation β^+ et d'amplitude E^+ et un mode contre-propagatif de constante de propagation β^- et d'amplitude E^- sont couplés. Pour simplifier le problème, nous ne considérons pas la dépendance en x et y du champ. Ainsi nous écrivons les champs de $E^+(z, t)$ et de $E^-(z, t)$ se propageant dans les directions $+z$ et $-z$ sous la forme suivante :

$$E^+(z, t) = E^+(z)e^{i(\beta^+z - \omega_0 t)} \quad \text{Eq V. 1}$$

$$E^-(z, t) = E^-(z)e^{i(\beta^-z - \omega_0 t)} \quad \text{Eq V. 2}$$

où ω_0 est la pulsation de l'onde correspondant à l'émission laser. En absence de perturbation dans le guide, les deux modes se propagent sans interaction. La Figure V. 2(a) montre la courbe de dispersion $\omega = f(\beta)$ associée à ces deux modes. En présence d'un réseau, des répliques de ces courbes sont créées tous les $2\pi/a$ où a est la période du réseau. La Figure V. 2(b) montre qu'alors il y a intersection entre les courbes de dispersion des modes propagatifs et contre-propagatifs permettant un couplage entre les modes.

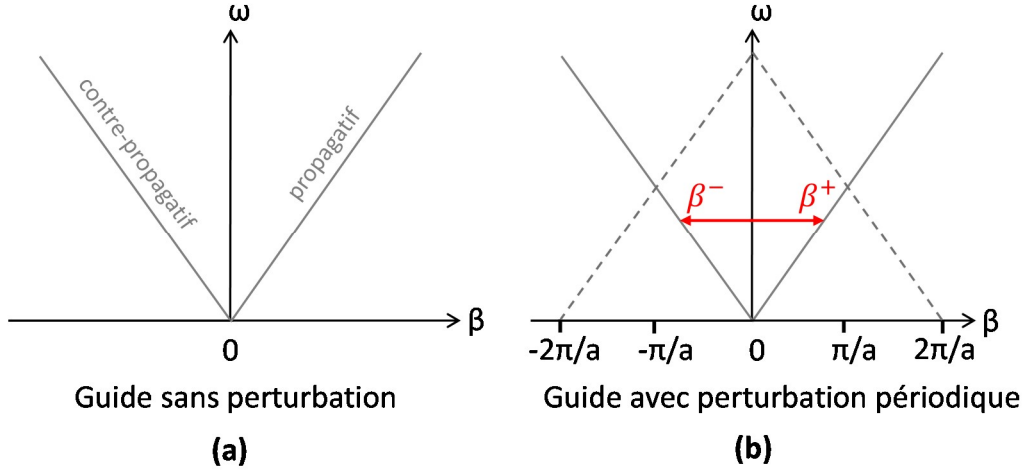


Figure V. 2 : Courbe de dispersion de deux modes propagatif et contre-propagatif (a) dans un guide sans perturbation et (b) dans un guide présentant une perturbation périodique. Les courbes en traits pleins représentent les modes propagatif et contre-propagatif. Les courbes en pointillés représentent les répliques créées par le réseau tous les $2\pi/a$.

Aux intersections entre les courbes en traits pleins et celles en pointillés, il y a un transfert d'énergie d'un mode se propageant dans un sens au mode se propageant dans l'autre seulement dans le cas où le réseau compense le désaccord entre leurs vecteurs d'onde. Cette relation appelée la « condition de Bragg » nécessite que le désaccord de vecteur d'onde soit un nombre entier de fois $2\pi/a$:

$$\beta_{Bragg}^+ + \beta_{Bragg}^- = l \frac{2\pi}{a}, \text{ ou } l = 1, 2, 3 \dots \quad \text{Eq V. 3}$$

Dans le reste du chapitre, nous ne considérerons que des réseaux d'ordre 1, c'est-à-dire $l = 1$. Dans le cas où les deux modes sont des modes identiques d'un même guide d'onde, on retrouve la relation bien connue :

$$\beta_{Bragg}^+ = \beta_{Bragg}^- = \beta_{bragg} = \frac{\pi}{a} \quad \text{Eq V. 4}$$

Il a été montré que la dépendance en z de l'amplitude des champs électriques suit le système d'équations des modes couplés présentées ci-dessous [99]:

$$\frac{dE^+}{dz} = -i\kappa E^- e^{(2i\delta z)} \quad \text{Eq V. 5}$$

$$\frac{dE^-}{dz} = -i\kappa E^+ e^{(-2i\delta z)} \quad \text{Eq V. 6}$$

où δ est la déviation de la condition de Bragg, c'est-à-dire le désaccord de phase et κ est la constante de couplage. Ces dernières sont égales à :

$$\delta = \frac{(\beta^+ + \beta^-)}{2} - \beta_{bragg} \quad \text{Eq V. 7}$$

$$\kappa = \frac{2|n_1 - n_2|}{\lambda_{bragg}} \quad \text{Eq V. 8}$$

où n_1 et n_2 sont les indices effectifs du mode dans le guide avec et sans perturbations. En résolvant le système d'équation Eq V. 5 et Eq V. 6 (référence [98]), il est possible de déterminer les constantes de propagation des modes couplés que nous noterons β' .

$$\beta' = \pm\beta_{bragg} \pm i\sqrt{\kappa^2 - \delta^2} \quad \text{Eq V. 9}$$

Cette équation permet de décrire le comportement des modes en fonction de leur fréquence. Leurs courbes de dispersion sont représentées sur la Figure V. 3. Si la fréquence du mode est loin de la fréquence de Bragg ou si la constante de couplage est très faible, nous avons alors $\kappa \ll \delta$. Les constantes de propagation des modes sont alors $\pm\beta$ et $\pm\beta - 2\beta_{bragg}$, qui sont celles des modes propagatifs non couplés. Leurs courbes de dispersion sont représentées en gris sur la Figure V. 3.

Quand nous nous approchons de la condition de Bragg ($\kappa \gg \delta$), les modes deviennent couplés. En effet, leurs constantes de propagations deviennent complexes. Il y a alors un transfert d'énergie d'un mode à l'autre comme l'illustre les équations suivantes décrivant l'amplitude de leurs champs :

$$E^+(z) = E^+ e^{\sqrt{\kappa^2 - \delta^2} z} e^{i\beta_{bragg} z} \quad \text{Eq V. 10}$$

$$E^-(z) = E^- e^{-\sqrt{\kappa^2 - \delta^2} z} e^{-i\beta_{bragg} z} \quad \text{Eq V. 11}$$

Les courbes noires sur la Figure V. 3 représentent donc les courbes de dispersion de ces modes couplés. Dans la condition de Bragg, le déphasage entre les modes est nul ($\delta = 0$). Leurs constantes de propagation sont alors égales à $\pm\beta_{bragg} \pm i\kappa$. Le transfert d'énergie d'un mode à l'autre est donc déterminé par le taux κ .

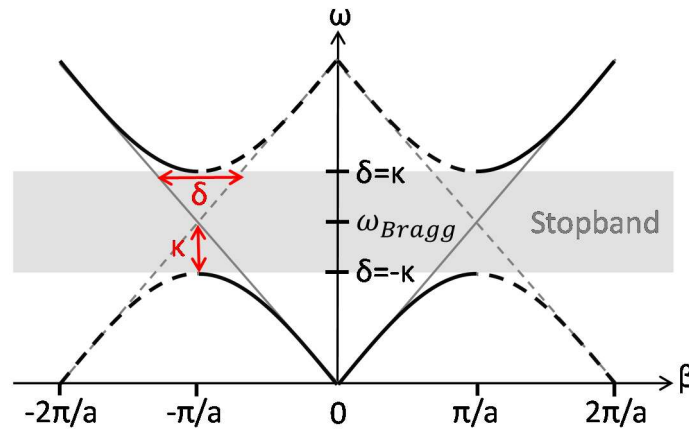


Figure V. 3 : Schéma des courbes de dispersion de modes couplés dans un réseau. Les courbes grises représentent les courbes de dispersion des modes en l'absence de couplage et celles en noirs des modes couplés. Les courbes pleines représentent les modes propagatif et contre-propagatif et les courbes en pointillés représentent leurs répliques.

Notons que la figure de dispersion se répète selon l'axe de β avec une période $2\beta_{bragg}$. Nous observons l'apparition d'une bande interdite. Il existe des similitudes avec les bandes d'énergie pour les électrons dans les semi-conducteurs. Ainsi en analogie avec les niveaux d'énergie, ces courbes de dispersion sont nommées « bande de valence » et « bande de conduction ». Dans cette bande interdite, l'amplitude d'une onde décroît exponentiellement car son vecteur d'onde est complexe.

C'est alors une onde évanescente. La largeur de la bande interdite $\Delta\omega$ est liée au taux de couplage κ par la relation suivante :

$$\Delta\omega = \frac{4\kappa c}{2n_g} \quad \text{Eq V. 12}$$

Aux extrémités de la bande de conduction et de celle de valence, la pente des courbes de dispersion s'annule : $v_g = d\omega/dk = 0$. Cela signifie que de part et d'autre de la bande interdite, il existe une solution stationnaire (vitesse de groupe nulle), c'est-à-dire un mode piégé dans le réseau. Un laser DFB a donc deux modes distincts dont les fréquences correspondent aux extrémités de la bande interdite. La Figure V. 4 représente leurs champs dans le réseau de Bragg.

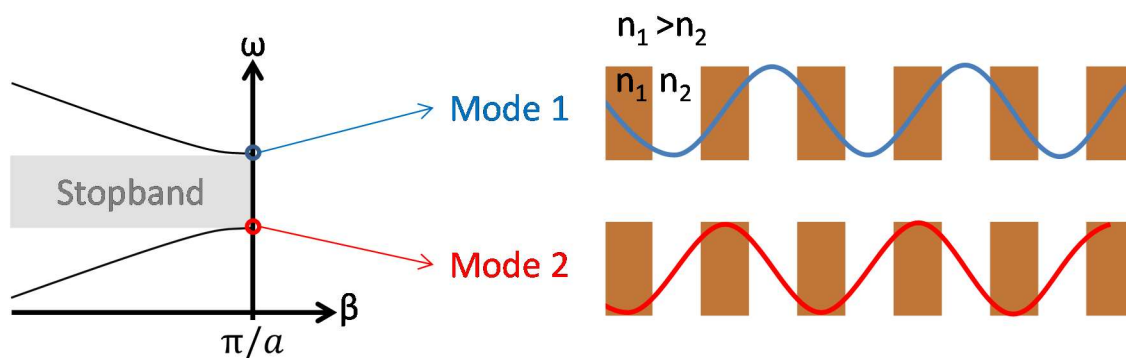


Figure V. 4 : Gauche : Diagramme de bande autour de $\beta_{bragg} = \pi/a$. Droite : Représentation du champ électrique des ondes stationnaires dans le réseau.

Il est important pour la suite de remarquer que ces deux modes ne voient pas le même indice effectif moyen. En effet, nous remarquons que les creux et bosses du champ du mode 2 (mode de valence) sont situés dans les dents d'indice n_1 . C'est-à-dire que sa puissance optique est principalement concentrée dans les dents d'indice fort. L'indice effectif moyen perçu par le mode 2 sera donc plus important que celui perçu par le mode 1 (mode de conduction) dont la puissance optique est principalement concentrée dans les dents d'indice faible.

Un laser DFB utilisant un tel réseau aura donc une émission bi-fréquence. Pour obtenir une émission monomode, il est alors nécessaire d'introduire un « défaut » dans le réseau.

V.2.c) Modes de défauts

De la même façon qu'un défaut dans un réseau cristallin de semi-conducteurs fait apparaître des niveaux d'énergie discrets dans la bande interdite électronique (principe du dopage), l'insertion d'un défaut dans le réseau optique permet l'existence de fréquences autorisées dans la bande interdite optique. Considérons un défaut formé par l'élargissement d'une dent du réseau de fort indice. Si nous augmentons la largeur de cette dent, la fréquence du mode se rapprochera de celle du mode de valence dont l'indice effectif moyen est plus fort. Inversement, si nous diminuons la largeur du défaut, la fréquence du mode se rapprochera de celle du mode de conduction. Ainsi avec une largeur intermédiaire égale à $\lambda/2$, nous pouvons obtenir un mode de défaut centré au milieu de la bande interdite. La figure ci-dessous illustre ce phénomène.

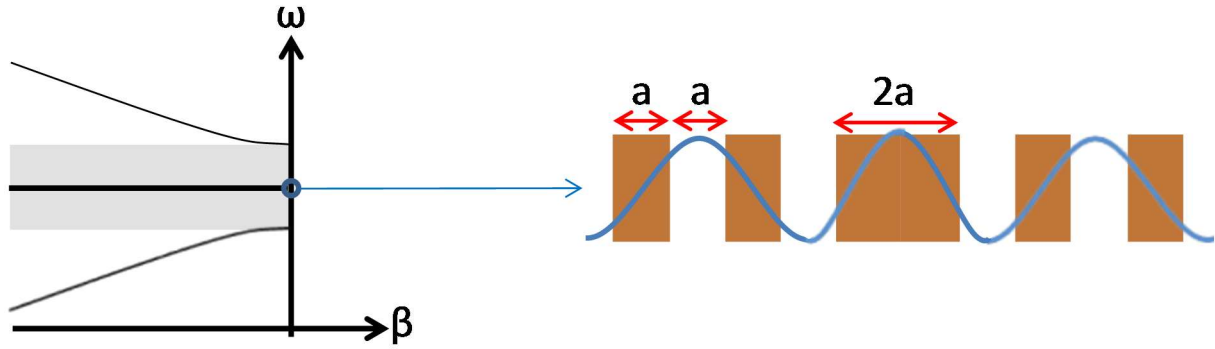


Figure V. 5 : Gauche : Diagramme de bande autour de $\beta_{bragg} = \pi/a$. Droite : Représentation de la distribution du champ électrique d'un mode de défaut dans le réseau.

Le doublement de largeur de la dent au centre du réseau est appelé un saut de phase et est une solution largement adoptée lors des conceptions des lasers DFB. Elle permet une émission monomode à la longueur d'onde de Bragg ω_{bragg} [100].

V.2.d) Particularité des lasers DFB en photonique sur silicium : Mode DFB exchange.

Les lasers DFB sur silicium ont une particularité par rapport aux lasers III-V classiques. Le guide optique formant la cavité est hybride, formé par la superposition d'un guide III-V et d'un guide silicium. Ces guides couplés permettent donc la propagation de deux modes : L'un dont la puissance optique est principalement contenue dans le guide III-V et l'autre dont la puissance optique est principalement contenue dans le guide silicium. Dès lors, il est possible d'imaginer qu'un laser DFB n'a pas une mais deux bandes interdites, correspondant chacune à un de ces modes. En réalité, il en existera une troisième. En effet, lors des réflexions sur les dents du réseau, il est possible par exemple que le mode III-V propagatif se couple non pas sur le mode III-V contre-propagatif mais sur le mode silicium contre-propagatif. Nous nommons alors ces trois types de modes : mode Silicium, mode III-V et mode Exchange. Ce phénomène est représenté dans la figure ci-dessous.

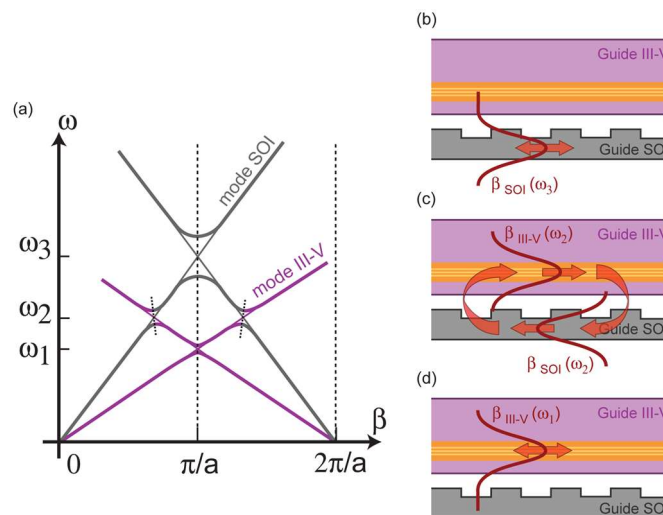


Figure V. 6 : (a) Schéma d'une courbe de dispersion d'un réseau de Bragg pour un guide hybride III-V/Silicium. (b) Propagation d'un mode silicium (couplage Si/Si). (c) Propagation d'un mode exchange (couplage III-V/Si). (d) Propagation d'un mode III-V (couplage III-V/III-V). (Source [98])

Il existe alors trois longueurs d'onde de Bragg ω_1 , ω_2 et ω_3 correspondant aux trois couplages possibles et donc trois bandes interdites différentes. Ainsi, un laser DFB hybride III-V sur silicium présentant un saut de phase peut émettre potentiellement sur ces trois longueurs d'onde. Cependant, les différents modes expérimentent un gain différent. En effet, le confinement des modes Silicium et Exchange dans les puits quantiques est plus faible que celui du mode III-V. Le mode III-V tend donc plus naturellement à osciller que les deux autres. Cependant, rappelons que les pertes de propagation dans les matériaux InP dopé P peuvent être importantes, de l'ordre de 70 dB/cm pour un confinement de 40% dans la zone InP(p) (voir paragraphe II.2.g). Ainsi, les modes Exchange et Silicium dont le confinement dans l'InP(p) est plus faible que celui du mode III-V expérimentent des pertes optiques plus faibles. Un laser DFB oscillant sur ces modes peut donc avoir un facteur de qualité plus important, i.e. une durée de vie des photons plus importante.

Deux approches sont alors envisageables. Tout d'abord, le mode Exchange peut être un bon compromis entre gain et perte optique pour obtenir un laser dont la durée de vie des photons est importantes. En référence [101], il a été montré qu'avec un réseau de Bragg adapté, un laser DFB hybride III-V sur Silicium peut osciller sur le mode Exchange. Cependant, nous avons utilisé une seconde approche. De la même façon que pour les lasers à anneaux résonants, pour minimiser les pertes optiques causées par les matériaux InP(p) [102], nous augmentons la largeur du guide en Si (voir paragraphe II.2.g). Le mode III-V est alors attiré dans le guide en Si dont l'indice effectif est plus important que celui du guide III-V, permettant de minimiser les pertes optiques. Cette optimisation sera discutée dans le paragraphe V.4.a). Les conceptions de lasers DFB présentés dans ce chapitre utiliseront donc un pas de réseau adapté permettant de centrer la fréquence du mode III-V au milieu de la courbe de gain. Les deux autres fréquences sont alors repoussées à l'extérieur de la courbe de gain. La figure ci-dessous illustre ce phénomène. Il s'agit d'un spectre optique réalisé sur un laser DFB hybride dont le réseau fait 600 μm de long et de coefficient $\kappa = 53 \text{ cm}^{-1}$, à un courant de 100 mA.

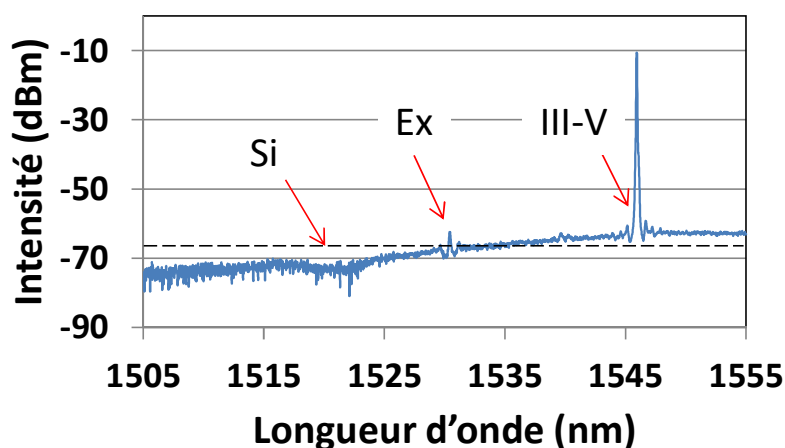


Figure V. 7 : Spectre optique d'un laser DFB 600 μm de long et de coefficient $\kappa = 53 \text{ cm}^{-1}$ à un courant de 100 mA. Si, Ex et III-V indiquent les trois bandes interdites associées aux trois modes silicium, exchange et III-V. La ligne en pointillés noir représente la coupure à 3 dB de la courbe de gain.

Nous remarquons que le laser est bien monomode. Seul le mode III-V expérimente un gain effectif suffisant. Le mode exchange apparait avec une extinction supérieure à 65 dB en comparaison au mode III-V. La bande interdite du mode silicium, repoussée à l'extérieur de la courbe de gain est à peine visible.

V.3) Conception et étude expérimentale de lasers DFB III-V sur silicium

V.3.a) Conception

Un laser DFB est défini principalement par 3 paramètres physiques. Le coefficient de couplage du réseau κ , sa période a (appelé aussi pas du réseau) et sa longueur L . Selon l'équation Eq V. 8, κ dépend principalement de la différence $|n_1 - n_2|$. En réalité, pour décrire une cavité DFB, nous utiliserons principalement le produit κL appelé force du réseau qui traduit le facteur de qualité du réseau. En effet, plus κ est grand, plus la différence d'indice effectif entre dent haute et dent basse du réseau est importante et donc plus la réflectivité en intensité aux interfaces est importantes. Augmenter κ est donc équivalent à augmenter la réflectivité en intensité des miroirs d'une cavité Fabry-Pérot. Ainsi, plus la longueur L du réseau sera grande ou plus le coefficient de couplage κ sera important, meilleur sera le confinement de la lumière dans la cavité. Une valeur de κL élevée permet d'augmenter le facteur de qualité de la cavité et donc la durée de vie des photons. Le courant de seuil diminue ainsi que la puissance de sortie car les photons restent confinés dans la cavité. Il s'agit du même phénomène que dans une cavité Fabry-Pérot dont on augmenterait la réflectivité des miroirs de sortie. Pour obtenir une puissance optique utilisable en sortie du laser (> 1 mW), une valeur de κL trop élevée est donc à proscrire. Cependant, pour des valeurs de κL faibles, le laser peut devenir sensible aux réflexions parasites de façon analogue à un laser Fabry-Pérot dont les miroirs ont une faible réflectivité. Dans notre cas, elles peuvent être causées par les zones de transitions entre le guide hybride et le guide silicium ou encore par les coupleurs verticaux. Nous montrerons dans le paragraphe V.3.b) des mesures de spectres optiques mettant en évidence l'influence de ces réflexions parasites. Nous cherchons donc à utiliser une valeur de κL élevée. Dans le cas de lasers DFB III-V classiques, un compromis est couramment admis comme optimum (voir référence [103]) pour un κL compris entre 1 et 3. Nous utiliserons dans un premier temps des valeurs de κL comparables. En effet pour des lasers hybrides en III-V sur silicium de courte longueur, le mode laser vit principalement dans le guide III-V dont la structure est très proche de celle d'un laser DFB en III-V. Nous nous attendons donc à obtenir un gain optique effectif et des pertes optiques comparables à celles d'un laser DFB en III-V.

La profondeur de gravure des dents du réseau est le facteur principal régissant son coefficient de couplage κ . Nous rappelons qu'au niveau de la zone active, le guide silicium que nous utilisons est un guide RIB500 (voir paragraphe II.2.a). La réalisation du réseau nécessitera un niveau de gravure supplémentaire. Nous choisissons de concevoir et réaliser des lasers DFB dont le réseau en Si a une profondeur de gravure est de 30 nm. Cette valeur est suffisante pour atteindre les coefficients de couplage visés (de l'ordre de 50 cm^{-1}). Une profondeur de gravure inférieure à 30 nm poserait des problèmes de fabrication.

Si l'ordre de grandeur du coefficient de couplage κ est donné par la profondeur de gravure des dents du réseau, la variation de la largeur du guide silicium permet de le modifier sur une plus petite échelle. Cela aura aussi pour effet de modifier le confinement de la lumière dans le guide III-V et donc dans les puits (voir paragraphe II.2.d). Une plus grande largeur de guide augmentera le confinement du mode dans la partie silicium et donc diminuera le gain effectif vu par le mode optique. Mais cet effet est compensé par les deux autres suivants : tout d'abord, l'augmentation du coefficient de couplage se traduit donc par une augmentation du temps de vie des photons dans la cavité et donc du gain perçu par un photon. Ensuite, le confinement dans les matériaux InP dopé p diminuera aussi fortement, matériaux responsable de forte perte de propagation (voir paragraphe II.2.g). Ainsi les

pertes optiques intra-cavité diminuent. La figure ci-dessous montre l'évolution du coefficient de couplage κ en fonction de la largeur du guide silicium.

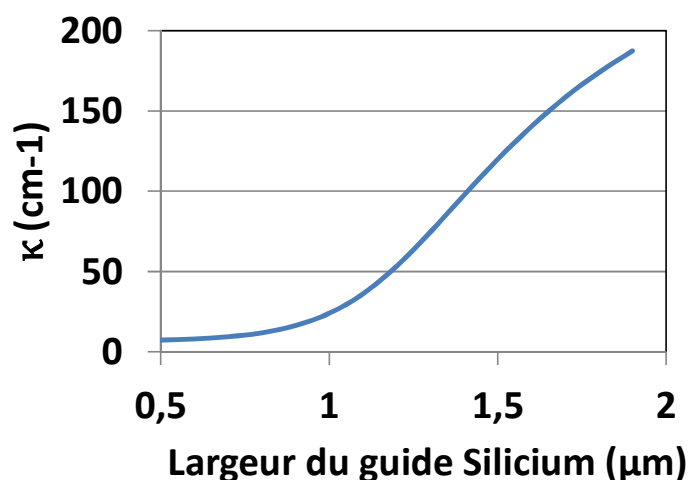


Figure V. 8 : Simulation du coefficient de couplage en fonction de la largeur du guide silicium.

Il est donc possible en jouant à la fois sur la largeur du guide et sur la longueur du réseau d'obtenir différentes valeurs du paramètre κL . Nous utiliserons une largeur de guide comprise entre 1 et 1.2 μm , c'est-à-dire des coefficients de couplage κ entre 20 et 50 cm^{-1} . La longueur de la section active peut varier de 350 μm à 600 μm . Une valeur plus grande augmente le courant de seuil et donc la consommation énergétique de façon excessive. Les paramètres de conceptions sont résumés dans la figure ci-dessous :

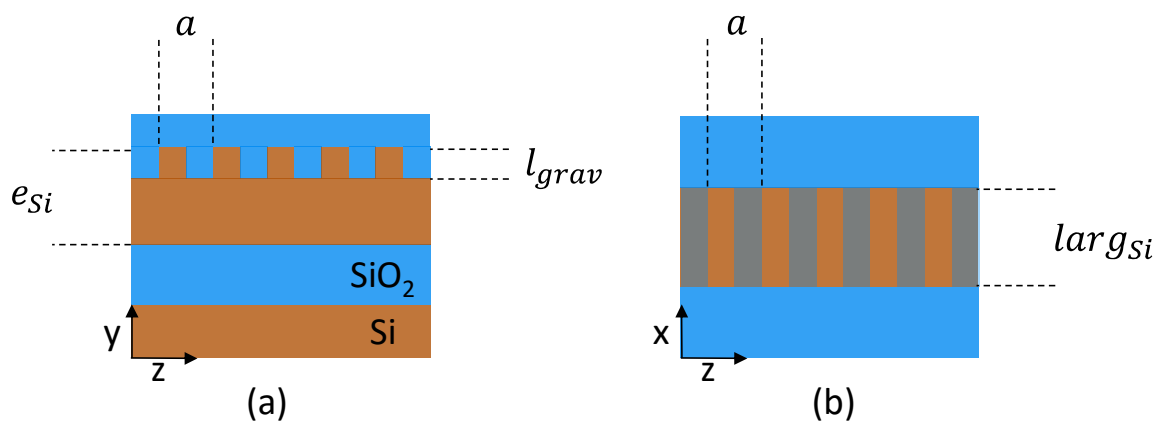


Figure V. 9 : Schéma du réseau :(a) Vu en coupe. (b) Vu en plan.

Epaisseur du guide	$e_{Si} = 500 \text{ nm}$
Profondeur de gravure	$l_{grav} = 30 \text{ nm}$
Pas du réseau	$a = 240 \text{ nm}$
Largeur du guide en Si	$larg_{Si} = 0,7 \text{ à } 0,8 \mu\text{m}$
Coefficient de couplage	$\kappa = 24 \text{ à } 53,4 \text{ cm}^{-1}$
Longueur du réseau	$L = 350 \text{ à } 600 \mu\text{m}$
Paramètre κL	$\kappa L = 0.84 \text{ à } 3.2$

Tableau V. 1 : Principaux paramètres de conception de lasers DFB hybride en III-V sur Si.

Rappelons que nous avons vu dans le chapitre II.2.a) que pour de telles largeurs de guide Si de type RIB500 (>550 nm), le guide est un guide multimode transverse. L'émission monomode du laser est assurée par le fait que les modes transverses d'ordre supérieur expérimentent un gain moins important que le mode fondamental en raison de la forme de leur profil spatial.

V.3.b) Etude expérimentale des lasers DFB en III-V sur silicium

Dans le présent paragraphe, nous présentons les propriétés statiques et le bruit d'intensité de lasers DFB hybride en III-V sur Si fabriqués au III-V lab. Entre les différentes conceptions réalisées, les paramètres tels que la longueur ou la largeur du réseau varient, permettant d'obtenir des lasers DFB dont le coefficient κL est compris entre 0.84 et 3.2. Les principaux paramètres sont indiqués dans la Figure V. 9.

Caractéristique Puissance-courant et spectres optiques

Dans un premier temps, nous présentons la caractéristique de puissance optique en fonction du courant injecté dans le laser. Un résultat typique est présenté dans la Figure V. 10. La mesure de puissance optique est réalisée en collectant la lumière dans une fibre monomode grâce à un coupleur vertical. Les pertes induites par le couplage dans la fibre optique avec le coupleur vertical sont de l'ordre de 6 à 8 dB.

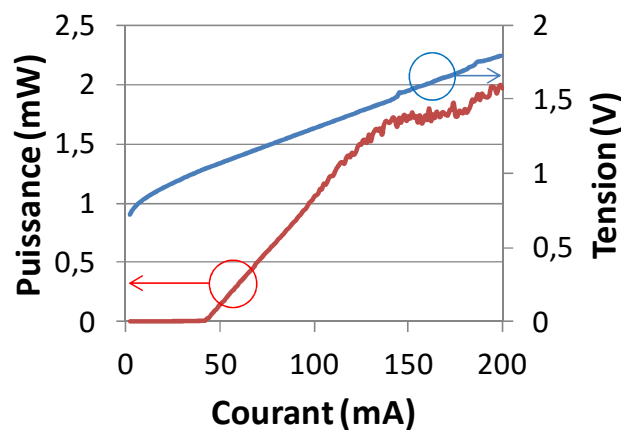


Figure V. 10 : Mesure typique de la puissance optique couplée dans une fibre monomode d'un laser DFB pour un κL entre 1 et 3 à 20°C, en fonction du courant d'injection. Bleu : Tension en fonction du courant. Rouge : Puissance optique en fonction du courant

La puissance collectée dans une fibre monomode est typiquement comprise entre 1.5 mW et 4 mW. La puissance contenue dans le guide silicium en sortie du DFB et avant le coupleur vertical est donc comprise entre 6 mW et 15 mW, compte tenu des pertes de couplage de l'ordre de 6 à 8 dB. Pour un courant supérieur à 150 mA, nous observons une saturation de la puissance optique en raison des effets thermiques dans la zone active du composant.

La variation de puissance de sortie en fonction des différents coefficients κL utilisés est masquée par les variations des procédés de fabrication. Cependant, nous observons une différence au niveau des spectres optiques. La Figure V. 11 illustre un spectre optique réalisé à un courant de 120 mA sur un laser DFB dont le réseau a un coefficient de couplage $\kappa = 23.97 \text{ cm}^{-1}$ et une longueur de $L = 350 \text{ }\mu\text{m}$, c'est-à-dire un $\kappa L = 0.84$. Nous observons l'apparition d'un peigne Fabry-Pérot de très faible

profondeur de modulation et dont l'ISL est environ égal à 1 nm. Ce peigne est dû à la présence d'une cavité parasite dont la longueur est environ égale à 300 μm . Cela correspond à l'ordre de grandeur de la distance entre le réseau DFB en Si et le coupleur vertical. Ce dernier occasionne des réflexions de l'ordre de 1 à 2% créant une cavité Fabry-Pérot perturbant le laser. Par ailleurs, nous observons un « trou » dans le spectre optique vers 1520 nm correspondant à la bande interdite du mode Exchange.

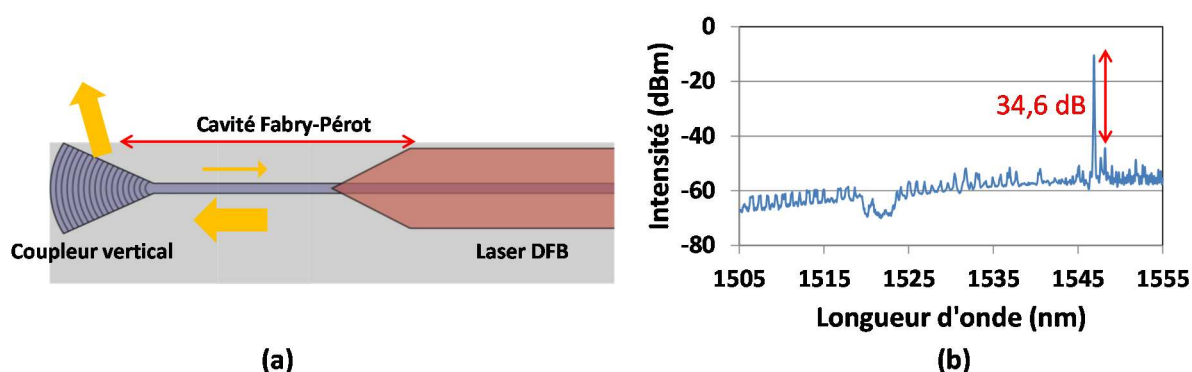


Figure V. 11 : (a) Schéma de la cavité parasite perturbant le comportement du laser (b) Spectre optique à 120 mA d'un laser DFB de 350 μm de long avec un coefficient de couplage de 23.97 cm^{-1} ($\kappa L = 0.84$).

Le taux d'extinction des modes secondaires (SMSR) est donc dégradé par la présence d'une cavité couplée qui vient perturber le laser. Il est alors de l'ordre de 34.6 dB. Les lasers dont le produit κL est plus élevé sont moins sensibles à la réinjection. Nous avons observé qu'ils présentaient un meilleur SMSR, pouvant aller jusqu'à 50 dB. La Figure V. 12 illustre le spectre optique d'un laser DFB dont le réseau a un coefficient de couplage $\kappa = 23.97 \text{ cm}^{-1}$ et une longueur de $L = 600 \mu\text{m}$ c'est-à-dire un $\kappa L = 1.44$. Le spectre est mesuré pour courant de 120 mA. Seule la longueur du réseau change entre ce composant et le précédent.

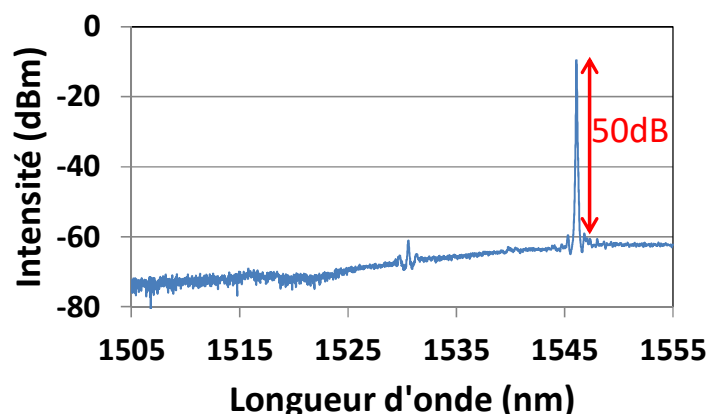


Figure V. 12 : Spectre optique à 120 mA d'un laser DFB de 600 μm de long avec un coefficient de couplage de 23.97 cm^{-1} .

Ces mesures montrent qu'une valeur minimale du facteur κL , autour de 1, doit être atteinte pour réduire la sensibilité à la réinjection du laser. En deçà, le SMSR du laser se dégrade. Un facteur κL plus élevé permet d'améliorer le facteur de qualité de la cavité et donc d'augmenter la durée de vie des photons mais au prix d'une puissance optique plus faible [103].

Etude du bruit d'intensité relatif de lasers DFB en III/V sur Si

Dans ce paragraphe, nous présentons les spectres de bruit d'intensité de deux types de lasers DFB dont les paramètres sont résumés dans le tableau ci-dessous :

DFB N°	Largeur du guide Si (μm)	Coefficient de couplage (cm^{-1})	Longueur du réseau (μm)	κL (sans unité)
1	1	23.97	600	1.44
2	1.2	53.38	600	3.20

Tableau V. 2: Paramètres des lasers DFB utilisés

La figure ci-dessous rassemble, à gauche pour le laser DFB n°1 et à droite pour le laser DFB n°2, les spectres optiques ainsi que les spectres de RIN à différents courants d'injection compris entre 80 mA et 140 mA.

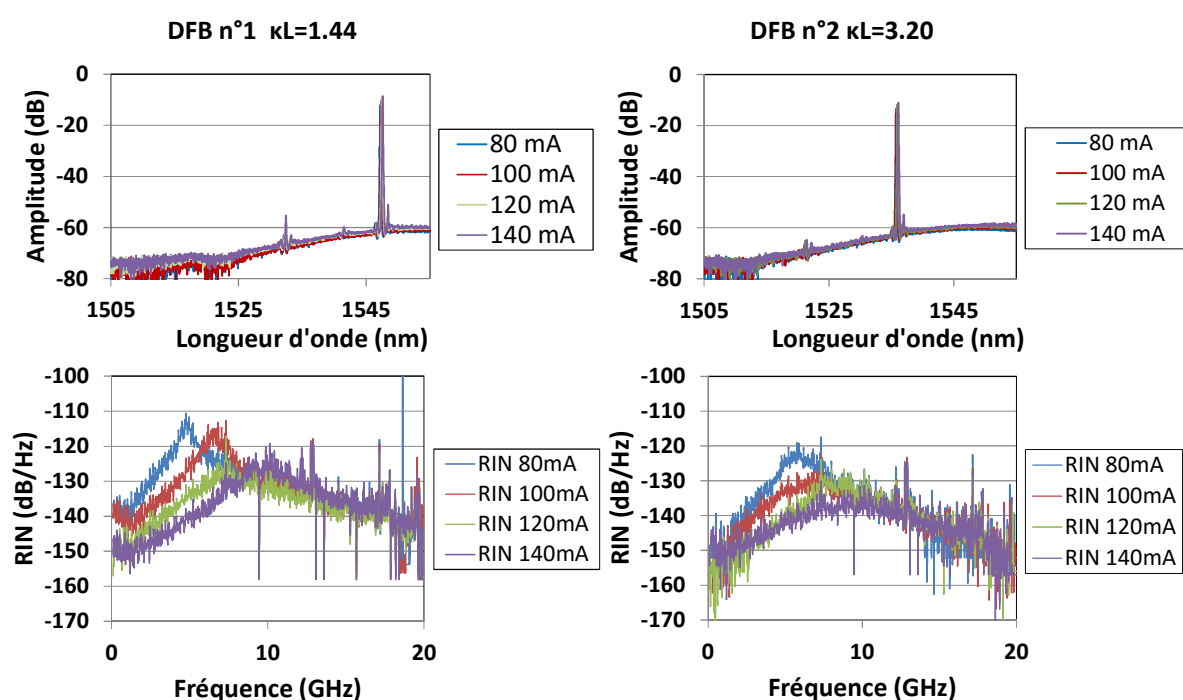


Figure V. 13 : Spectres optiques et spectres de RIN des deux lasers DFB décrits dans le Tableau V. 3 pour différents courants d'injection entre 80 mA et 140 mA.

Ces spectres de RIN ont été réalisés pour différents taux de pompage allant de $r=2$ (80 mA) à $r=3.5$ (140 mA). Nous observons la résonance de bruit due aux oscillations de relaxation à une fréquence comprise entre 5 et 10 GHz, et dont l'amplitude atteint environ -130 dB/Hz. La résonance de bruit s'étend sur une plage de fréquences pouvant atteindre 10 GHz ce qui signifie que le taux d'amortissement de la résonance est faible. En comparaison avec les mesures de RIN des lasers à anneaux résonants présentées dans le chapitre II, la fréquence des oscillations de relaxation était de l'ordre de 1 à 2 GHz, son amplitude inférieure à -140 dB/Hz et la résonance s'étale sur 3 ou 4 GHz. Sachant que la structure III-V utilisée est la même, le temps de vie des porteurs pour un même taux de pompage est identique dans les deux cas. Nous pouvons alors conclure que le temps de vie des photons est plus faible dans le cas des lasers DFB hybride.

Nous remarquons une différence notable entre le laser DFB de $\kappa L = 1.44$ et celui de $\kappa L = 3.20$. Dans le paragraphe II.4.b), nous avons montré que le temps de vie des photons peut être extrait de la résonnance causée par les oscillations de relaxation à partir de sa fréquence f_r et de son taux d'amortissement Γ_r .

$$f_r \simeq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\gamma_{cav} \gamma_e [r - 1]} \quad \text{Eq V. 13}$$

$$\Gamma_r = \frac{(2\pi f_r)^2}{2\pi} \left(\frac{2\pi}{\gamma_{cav}} + \frac{\gamma_e}{2\pi f_r^2} \right) \quad \text{Eq V. 14}$$

Le tableau ci-dessous résume les paramètres extraits des mesures sur les deux types de lasers DFB à un taux de pompage $r=2.5$ (100 mA). Du temps de vie des photons, nous déduisons le facteur de qualité Q de la cavité DFB. Ce facteur permet de décrire efficacement les performances en bruit du laser DFB car il prend en compte la force du réseau (coefficient κL) ainsi que les pertes intra-cavité.

κL	f_r	Γ_r	τ_p	Q
1.44	6.54 GHz	1.03 GHz	0.81 ps	985
3.20	7.08 GHz	2.8 GHz	1.89 ps	2300

Tableau V. 3 : Paramètres extraits (f_r , Γ_r) et déduits (τ_p , Q) des mesures de RIN à un taux de pompage $r=2.5$ sur deux lasers DFB de κL de 1.44 et 3.20.

Nous observons bien qu'un coefficient κL plus élevé permet d'augmenter le temps de vie des photons dans la cavité. En doublant le facteur κL , nous avons pu augmenter τ_p d'un facteur 2. Malheureusement, nous en concluons que nous ne pourrions pas atteindre des temps de vie des photons de l'ordre de la nanoseconde avec un laser DFB en III-V sur Si de structure classique, car cela correspond à un paramètre κL de quelques milliers. Pour atteindre un comportement dynamique de classe A en utilisant des lasers DFB dont la longueur est de l'ordre du millimètre, augmenter à la fois la force et la longueur du réseau ne sera pas suffisant. Nous devons chercher à minimiser les pertes intra-cavité. L'étude des pertes dans les lasers hybrides III-V sur silicium réalisés dans le chapitre II nous permet de déterminer les deux sources principales de pertes dans un laser DFB : La première correspond aux pertes par absorption dans le matériau InP dopé P (voir paragraphe II.2.g). La seconde provient des pertes radiatives causées par le réseau. Dans le paragraphe suivant, nous présenterons une architecture optimisant ces deux points afin d'obtenir un laser DFB à très haut facteur de qualité.

V.4) Laser DFB en III-V sur Si à très haut facteur de qualité

Dans ce paragraphe, nous chercherons à concevoir un laser DFB en III-V sur Si dont le facteur de qualité est suffisamment élevé pour obtenir une durée de vie de photons supérieure à une nanoseconde. Nous distinguons trois sources de pertes dans ce type de lasers.

1. Tout d'abord, l'optimisation des pertes par absorption (IVBA) dans l'InP dopé P, pouvant atteindre 40 à 60 cm^{-1} [102], a déjà été discutée dans le paragraphe II.2.g). Rappelons que le guide hybride est constitué d'un guide silicium et d'un guide III-V superposés. Il est alors possible de diminuer les pertes par IVBA en élargissant le guide silicium. Le confinement du mode optique dans l'InP dopé P diminue donc jusqu'à des valeurs pouvant atteindre 1.5% c'est-à-dire des pertes de propagation de 0.6 cm^{-1} (2.6 dB/cm).

2. La seconde source de pertes provient des pertes de propagation causées par la rugosité des guides. Cependant si ce point était problématique lors de la conception de cavités de plusieurs centimètres, elles peuvent être ici négligées. En effet, pour limiter les pertes par IVBA, nous chercherons à faire propager le mode principalement dans le guide silicium présentant des pertes de propagation de l'ordre de 0.5 dB/cm (voir chapitre II).
3. La troisième source de pertes qui sera le centre des discussions de ce paragraphe correspond aux pertes radiatives causées par le réseau de Bragg. Nous avons montré dans la première partie de ce chapitre qu'un mode rencontrant une dent d'un réseau se couple en partie avec le mode contre-propagatif. Cependant, une partie du mode se couple aussi avec des modes radiatifs, causant des pertes pouvant être importantes [104].

V.4.a) Optimisation des pertes par absorption dans l'InP dopé P.

L'élargissement du guide silicium permet de réduire les pertes par IVBA. En revanche, le confinement dans les puits quantiques diminue et provoque ainsi une réduction du gain modal perçu par le mode optique. La Figure V. 14 représente l'évolution du confinement optique dans l'InP dopée P et dans les puits quantiques en fonction de la largeur du guide en Si.

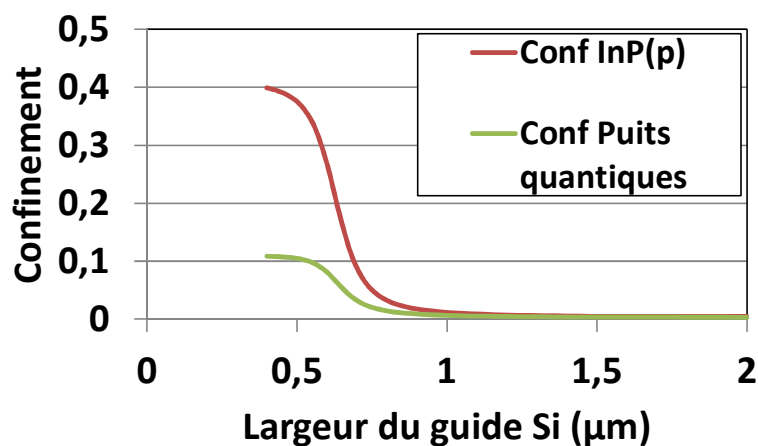


Figure V. 14 : Confinement du mode optique dans l'InP dopé P (rouge) et dans les puits quantiques (vert).en fonction de la largeur du guide silicium de type RIB500.

Nous avons montré dans le cas des lasers à anneaux résonants qu'il existe une largeur de guide optimale permettant à la fois de minimiser les pertes dans la partie dopée P et de maximiser la puissance du laser (paragraphe II.2.g)). L'optimum est atteint pour un confinement optique dans les puits quantique de l'ordre de 4%, i. e. pour une largeur de guide Si de 0.75 μm. Cependant, cet optimum dépend des autres pertes optiques que peut présenter la structure du laser. Dans le cas des lasers à anneaux résonants, les pertes limitantes sont celles dues au filtrage optique et aux transitions du guide hybride vers le guide Si. Dans le cas d'un laser DFB en III-V sur Si, les pertes limitantes, une fois les pertes par IVBA réduites, sont les pertes radiatives dans le guide en Si. Ainsi, en supposant que nous pourrions réduire les pertes radiatives à leur plus petite valeur, l'utilisation d'une très grande largeur de guide Si pour réduire au minimum les pertes par IVBA est alors possible. Nous remarquons qu'en s'approchant d'une largeur de guide Si de 2μm, le confinement optique dans l'InP dopé P

converge vers une valeur limite de 0.5 %. Les conceptions présentées dans la suite de ce paragraphe utiliseront donc un guide hybride dont le guide silicium a une largeur de 2 μm . Les pertes par IVBA seront alors de l'ordre de 0.2 cm^{-1} (0.8 dB/cm) contre 16.2 cm^{-1} (70 dB/cm) pour un guide non optimisé de 0.4 μm de large.

Le facteur de qualité Q de la cavité peut se décomposer en deux termes Q_{III-V} et Q_{Si} correspondant respectivement aux facteurs de qualité de la cavité pour un mode vivant dans le guide III-V et le guide Si. Le facteur de qualité Q peut s'écrire selon la relation suivante :

$$\frac{1}{Q} = \frac{\Gamma_{III-V}}{Q_{III-V}} + \frac{\Gamma_{Si}}{Q_{Si}} \quad \text{Eq V. 15}$$

où Γ_{III-V} et Γ_{Si} sont respectivement les confinements optiques du mode dans les parties III-V et silicium. Pour diminuer les pertes par IVBA, nous avons maximisé le confinement dans le guide silicium. Ainsi, en utilisant une largeur du guide en silicium de 2 μm , le confinement optique du mode est de 95.6 % dans le guide en silicium et donc de seulement 4.4 % dans le guide en matériaux III-V. Nous pouvons alors considérer que les pertes restantes du guide III-V ne dégraderont que faiblement le facteur de qualité de la cavité. Nous devons alors chercher à optimiser les pertes du guide silicium, c'est-à-dire principalement les pertes radiatives causées par le réseau.

V.4.b) Optimisation des pertes radiatives induites par le réseau

Origine des pertes radiatives dans un réseau de Bragg

Un mode se propageant dans un guide parfait se propage dans le guide sans perte d'énergie. En cas de défauts, par exemple de rugosité ou la présence d'un réseau, la lumière peut se coupler à des modes radiatifs [104]. La figure ci-dessous représente un mode propagatif en rouge et un mode radiatif en bleu dans un guide comportant un réseau.

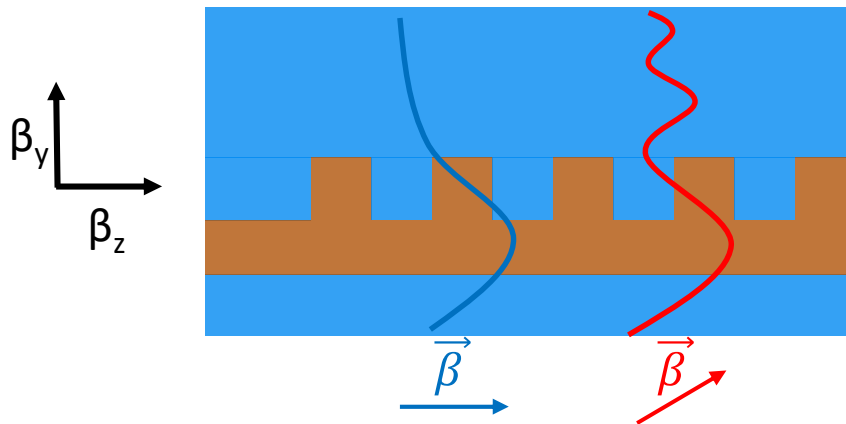


Figure V. 15 : Représentation d'un mode propagatif (bleu) et d'un mode radiatif (rouge) dans un guide comportant un réseau de Bragg.

Pour simplifier la compréhension du problème, considérons seulement deux dimensions : z est la direction de propagation dans le guide et y est perpendiculaire au guide. L'équation de propagation prend alors la forme :

$$\beta_z^2 + \beta_y^2 = \frac{n^2 \omega^2}{c^2} \quad \text{Eq V. 16}$$

où n est l'indice effectif moyen dans le guide. La constante de propagation dans la direction y est donc :

$$\beta_y = \sqrt{\frac{n^2 \omega^2}{c^2} - \beta_z^2} \quad \text{Eq V. 17}$$

On distingue alors deux cas : Si $\beta_z > n\omega/c$, β_y est imaginaire. Le champ se propageant dans ce guide prend alors la forme :

$$\vec{E}(z) = \vec{E}_z e^{i\beta_z z} + \vec{E}_y e^{-|\beta_y|y} \quad \text{Eq V. 18}$$

Ainsi le champ électrique décroît exponentiellement dans la direction perpendiculaire au guide. Il n'y a pas de pertes d'énergie, le mode reste confiné dans le guide. Si $\beta_z < n\omega/c$, β_y est réel. L'équation de propagation prend alors la forme :

$$\vec{E}(z) = \vec{E}_z e^{i\beta_z z} + \vec{E}_y e^{i\beta_y y} \quad \text{Eq V. 19}$$

Il y a alors une fuite d'énergie dans la direction transverse au guide. Le mode est radiatif. On peut alors définir dans l'espace réciproque une droite d'équation c/n_1 appelée ligne de lumière désignant la limite à partir de laquelle le mode est radiatif. La figure ci-dessous montre cette zone radiative :

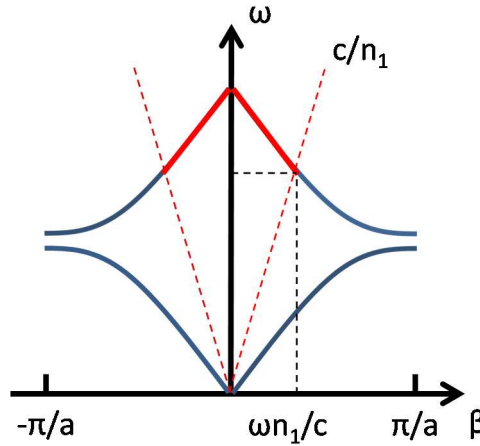


Figure V. 16 : Courbes de dispersion d'un réseau de Bragg. Les lignes de lumière sont tracées en pointillé rouge. La partie rouge de la courbe montre la zone dans laquelle le mode est radiatif et la partie bleue quand le mode est propagatif.

La constante de propagation d'un mode vérifiant les conditions de Bragg est $\beta_{bragg} = \pi/a$. En pratique, les modes propagatif et contre-propagatif ont une certaine distribution dans l'espace réciproque pouvant dépasser la ligne de lumière. La ligne de lumière représentée sur la Figure V. 16 peut en réalité passer très proche du point de la courbe de dispersion vérifiant les conditions de Bragg et induire des pertes. La Figure V. 17 illustre ce phénomène dans le cas des lasers DFB à saut de phase présentés dans le paragraphe V.3, en montrant la position de la ligne de lumière dans la distribution de puissance dans l'espace réciproque. La distribution de puissance dans l'espace réciproque se calcule par la transformée de Fourier de la distribution de puissance de l'espace réel. Il est donc nécessaire de

déterminer tout d'abord la distribution spatiale de puissance optique le long du réseau DFB. Pour cela, la méthode des matrices de transfert notamment présentée dans la référence [99] est utilisée. Chaque transition entre une dent haute et une dent basse du réseau est associée à une matrice de transfert permettant le calcul de la propagation du champ électrique à travers l'interface. L'intensité du champ électrique et donc de la puissance optique se calcule alors par une résolution numérique du système global. Les simulations de la distribution de puissance dans l'espace réel et réciproque dans une cavité DFB présentées dans ce manuscrit ont été réalisées par A. De Rossi, chercheur à Thales Research and Technology. La Figure V. 17 provient de simulations d'un laser DFB de longueur égale à $L = 400\mu m$ et dont le facteur de qualité de la cavité est de $Q = 1000$. La Figure V. 17(a) montre la distribution de puissance $|A^2|$ dans l'espace réel et la Figure V. 17(b) dans l'espace réciproque.

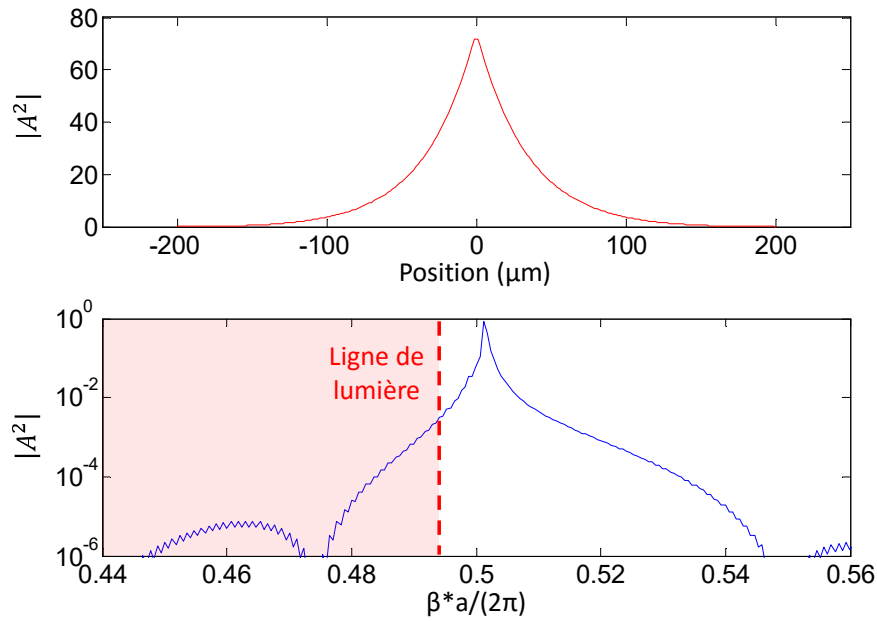


Figure V. 17 : Distribution de puissance d'un laser DFB à saut de phase de $400\mu m$ de long et de facteur de qualité de 1000 (a) dans l'espace réel et (b) dans l'espace réciproque. La ligne de pointillés rouge représente ligne de lumière. La puissance optique contenue à gauche de cette limite est couplée à des modes radiatifs.

Nous remarquons sur la Figure V. 17(a) que la puissance optique est fortement confinée au centre du réseau au niveau du saut de phase et décroît rapidement en suivant une loi exponentielle. Or, la transformée de Fourier d'une distribution compacte dans l'espace réel induit une distribution large dans l'espace réciproque. La Figure V. 17(b) montre qu'une partie de la puissance est associée à des modes radiatifs. En effet, leur constante de propagation est au-delà de la ligne de lumière définie précédemment. Pour réduire les pertes radiatives, il faut donc chercher à obtenir une distribution compacte dans l'espace réciproque, se traduisant ainsi par une distribution large dans l'espace réel. Dans cette optique, l'utilisation d'un réseau de Bragg variable permet la modification de la distribution spatiale de la puissance dans la cavité.

Réduction des pertes radiatives

Pour comprendre l'effet engendré par une variation des propriétés du réseau de Bragg sur la distribution spatiale de puissance dans le DFB, reprenons l'analogie présentée dans les paragraphes V.2.a) et V.2.b) entre la bande interdite du réseau de Bragg et la bande interdite des niveaux d'énergie.

La courbe de dispersion en dessous de la bande interdite peut être assimilée à la bande de valence et celle au-dessus à la bande de conduction. Considérons le guide silicium utilisé. Il s'agit d'un guide RIB500 de largeur $l_g = 2 \mu m$, dans lequel sont gravées des dents de $30 nm$ de profondeur, de largeur $l = 0.4 \mu m$ avec une période $a = 275 nm$. Rappelons que la largeur de la bande interdite est déterminée par le coefficient κ et donc par la différence entre les indices effectifs n_1 et n_2 du mode dans le guide gravé et non gravé (voir Eq V. 8). La position en énergie du haut de la bande de valence, noté BV_{max} , et la position en énergie du bas de la bande de conduction, noté BC_{min} , sont donc déterminés par cette différence d'indice effectif et donc par la forme des dents gravées. La Figure V. 18 illustre cette structure :

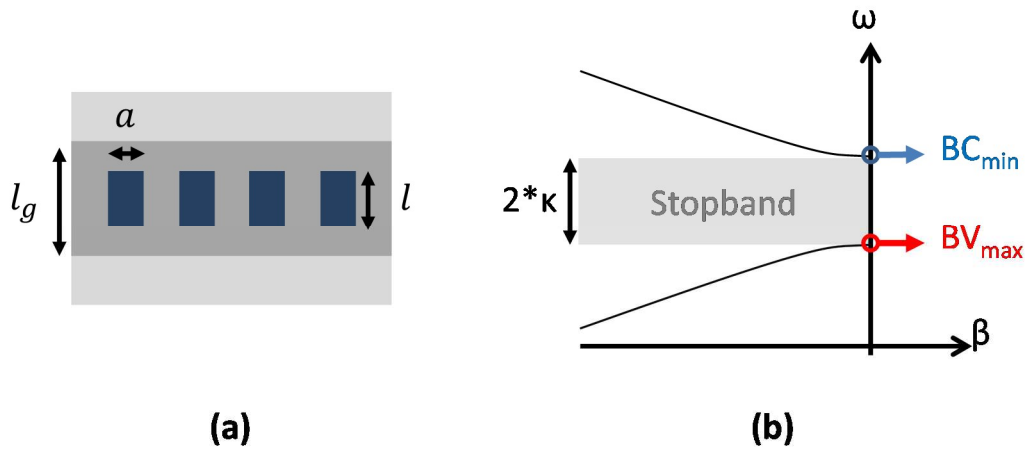


Figure V. 18 : (a) Schéma du guide silicium RIB500 de largeur l_g , contenant un réseau gravé de profondeur de $30 nm$, de longueur $a = 275 nm$ et de largeur $l = 400 nm$. (b) Courbe de dispersion du réseau de Bragg.

En faisant varier la largeur l de gravure des dents du réseau, nous modifions BV_{max} et BC_{min} . Il est alors possible de concevoir une structure assimilable à un puits de potentiel, représenté dans la Figure V. 19. Nous faisons varier la largeur des dents, i.e. le paramètre l , en suivant une distribution spatiale parabolique dans la zone centrale du réseau (de longueur notée Z_c). Les valeurs de BV_{max} et BC_{min} suivent donc un profil parabolique définissant la forme du puits. Dans les zones périphériques (de longueur notée Z_p), l'utilisation d'un réseau de largeur constante permet de définir les barrières du puits. Les zones périphériques agissent de la même façon que les miroirs d'un laser Fabry-Pérot. Leur longueur, i.e. leur réflectivité, détermine donc le rapport entre l'énergie stockée dans la cavité et la puissance de sortie du laser. De la même façon que les lasers DFB hybride classique (paragraphe V.3.a), le paramètre $\kappa * Z_p$ détermine le compromis entre le temps de vie des photons et la puissance optique en sortie. Dans l'exemple présenté dans la suite, le coefficient $\kappa * Z_p$ est de 4.5. Dans la zone centrale, l'étendue de la variation de la largeur des dents du réseau détermine la profondeur du puits. La longueur de la zone centrale détermine la largeur du puits, c'est-à-dire la largeur de la distribution spatiale de puissance. La Figure V. 19 montre l'évolution de la bande interdite en fonction de la position le long d'un réseau de Bragg de longueur totale $L = 800 \mu m$. Dans les zones périphériques, la largeur des dents est donnée par $l = 400 nm$. Dans la zone centrale de longueur $Z_c = 200 \mu m$, la largeur varie entre $400 nm$ et $1200 nm$ en suivant un profil spatial parabolique.

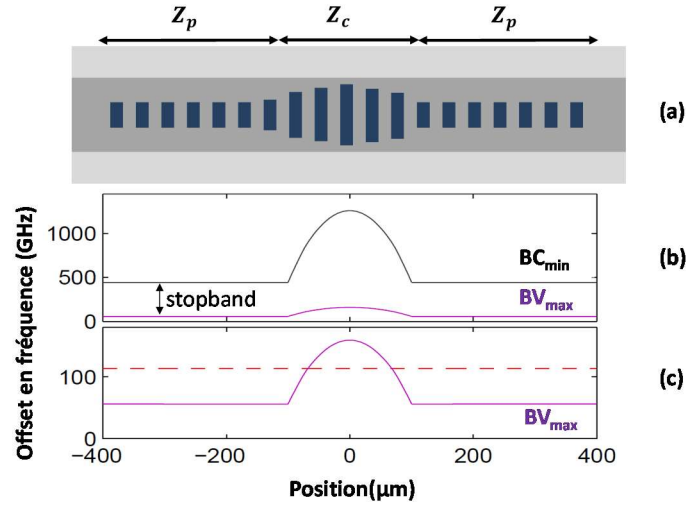


Figure V. 19 : (a) Schéma de principe du réseau. (b) Evolution de la bande interdite le long d'un réseau de Bragg de 800 μm de long dont la largeur des dents varie dans la partie centrale de façon parabolique entre 400 nm et 1200 nm. (c) Agrandissement de la figure (b).

Nous reconnaissons bien la forme d'un puits de potentiel. Ainsi par analogie avec un puits de potentiel, il existe des niveaux discrets déterminant les fréquences possibles du mode optique. Le calcul de ces niveaux passe par la méthode des matrices de transfert. Rappelons que la matrice représentant le transfert du champ à travers le système total est donnée par la multiplication des matrices de transfert de chaque transition entre dent haute et dent basse du réseau. Nous obtenons alors la fréquence optique piégée dans le DFB en cherchant les valeurs propres de la matrice totale. De même que la distribution spatiale d'un faisceau laser est une gaussienne, la distribution spatiale de la puissance dans le DFB prend la forme d'une gaussienne. La fonction gaussienne étant une fonction propre de la transformée de Fourier, la distribution dans l'espace réciproque est aussi une gaussienne. La Figure V. 20 montre la distribution de puissance optique $|A^2|$ dans le réseau présenté précédemment, dans les espaces à la fois réel et réciproque.

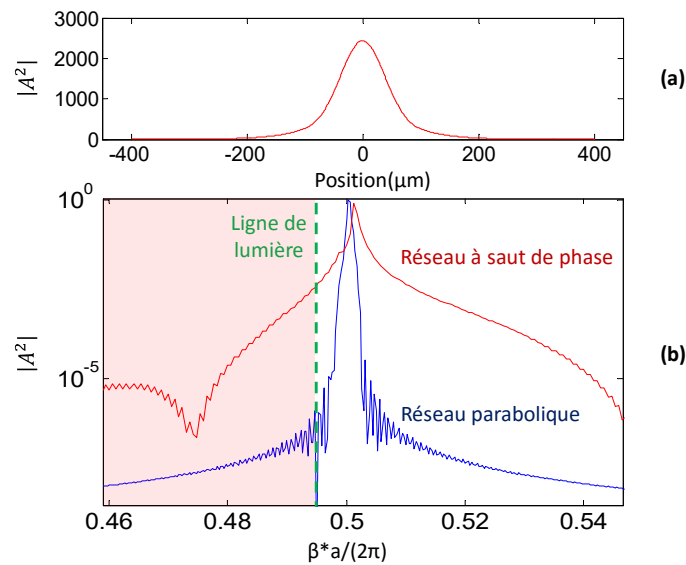


Figure V. 20 : (a) Distribution de puissance dans l'espace réel du réseau précédemment cité ($L = 800 \mu\text{m}$, $Z_c = 200 \mu\text{m}$). (b) Comparaison de la distribution de puissance (bleue) dans l'espace réciproque avec celle d'un réseau à saut de phase (rouge).

Nous remarquons une diminution significative de la puissance optique contenue dans les modes à gauche de la ligne de lumière et donc des pertes radiatives. En référence [105], il est possible d'estimer le temps de vie des photons par la résolution numérique des équations du champ électrique dans le DFB. En effet, les matrices de transfert du champ électrique entre dent haute et dent basse du réseau permettent de décrire la propagation du champ dans le réseau. Lorsque les modes propagatif et contre-propagatif vérifient les conditions de résonance, leurs champs E^+ et E^- aux extrémités du réseau sont égaux et nuls. La résolution du système d'équations, formé par les matrices de transfert, et l'application des conditions limites, nous permettent de déterminer le temps de vie des photons et le facteur de qualité de la cavité. La relation entre le temps de vie des photons τ_p et le facteur de qualité Q est donnée par l'équation suivante :

$$Q = 2\pi\tau_p f \quad \text{Eq V. 20}$$

où f est la fréquence optique du mode. La simulation de la cavité formée par le réseau parabolique prédit un facteur de qualité atteignant $Q = 5.5 * 10^6$ c'est-à-dire une durée de vie des photons de $\tau_p = 4.5 \text{ ns}$. Un tel temps de vie des photons pourrait permettre d'obtenir une dynamique de classe A.

Il est intéressant de remarquer que dans le cas d'un DFB à saut de phase, la puissance optique se concentre de façon importante au centre du réseau et peut être responsable de « Spatial Hole Burning ». Il s'agit d'une saturation locale du gain pouvant dégrader le comportement spectral ainsi que les performances en bruit du laser [106] [107]. La conception présentée dans ce paragraphe permet une répartition spatiale plus large de la puissance dans la zone active et ainsi une réduction des effets de Spatial Hole Burning.

V.4.c) Fabrication des réseaux de Bragg variable

Un ensemble de réseaux de Bragg variable suivant un profil parabolique ont été réalisés au sein de l'Institut d'Electronique Fondamentale (IEF) à l'Université Paris-Sud par Xavier Leroux. Le guide en Si est défini par lithographie dite « Deep-UV » dont la résolution minimale est typiquement de l'ordre de 50 à 100 nm. La profondeur de gravure étant de 30 nm et la largeur des dents du réseau de 80 nm, la gravure du réseau est réalisée par lithographie E-Beam qui est un processus autorisant une meilleure résolution. La Figure V. 21 montre une photographie MEB (Microscope Electronique à Balayage) d'un réseau réalisé

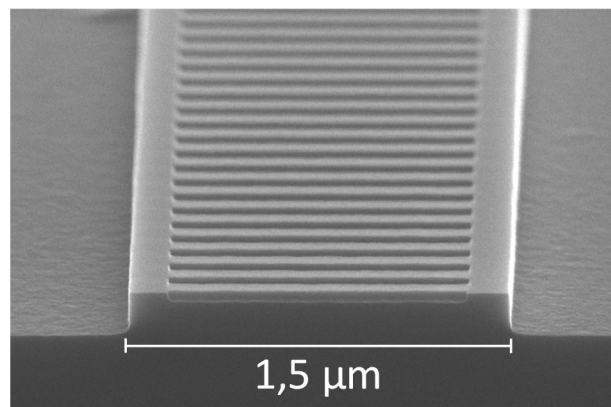


Figure V. 21 : Photographie MEB d'un réseau de Bragg dont les paramètres sont décrits dans le Tableau V. 4.

Le tableau ci-dessous résume les différents paramètres utilisés lors de la conception des lasers DFB à haut facteur de qualité. Nous faisons varier la longueur des différentes zones du réseau (Z_p et Z_c) pour étudier l'évolution du facteur de qualité de la cavité en fonction de ces facteurs.

Largeur du guide en Si sous le guide hybride	1.5 μm et 2 μm
Epaisseur du guide en Si	500 nm
Profondeur de gravure	30 nm
Longueur Z_p	Entre 300 μm et 700 μm
Largeur du réseau dans Z_p	400 nm
Longueur Z_c	200 μm et 300 μm
Largeur variable du réseau dans Z_c	De 400 nm à 1200 nm

Tableau V. 4 : Paramètres des réseaux de Bragg variable.

V.4.d) Mesures du facteur de qualité de réseau Si à profil variable

Dans ce paragraphe, nous présenterons des mesures réalisées sur des réseaux à profil parabolique. Le confinement optique dans le guide silicium étant très important (95.6 %), la mesure du facteur de qualité de la cavité sans le matériau III-V est donc une bonne approximation du facteur de qualité du composant final.

Les deux types de mesures réalisées sont les suivantes : Tout d'abord, une mesure d'OLCR (Optical Low-Coherence Reflectometry) [108] permet de localiser les fréquences résonantes du réseau. Ensuite une mesure de la transmission du composant autour de ces fréquences permet de déterminer sa fonction de transfert en transmission. La largeur à mi-hauteur du pic de transmission, située dans la bande interdite, permet de déduire le facteur de qualité de la cavité et donc le temps de vie des photons dans la cavité.

Mesures des fréquences de résonance du réseau de Bragg à profil variable

Une mesure d'OLCR permet de situer spatialement les réflexions internes d'un composant. La Figure V. 22 illustre le principe du schéma expérimental utilisé.

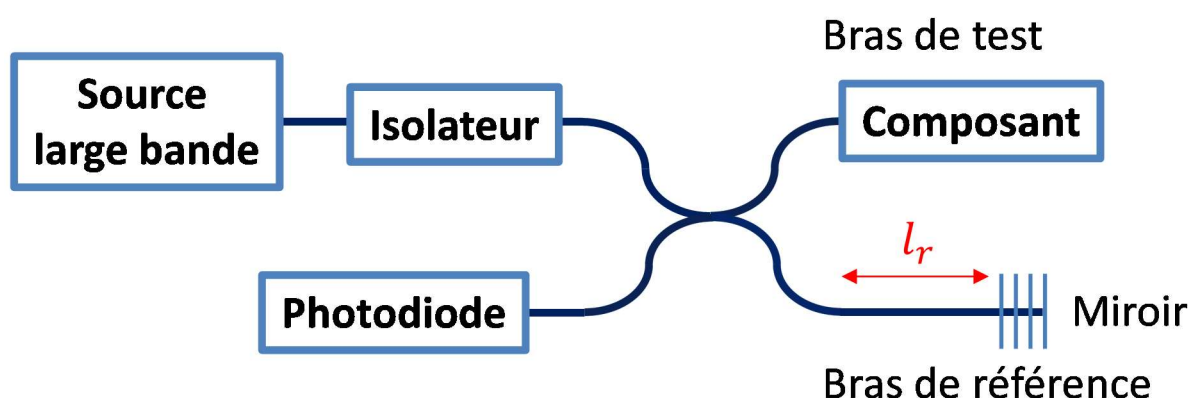


Figure V. 22 : Schéma de principe d'une mesure d'OLCR.

Cette technique fonctionne de manière similaire à un interféromètre de Michelson. Un signal issu d'une source large bande est séparé en deux : Une première partie est envoyée sur un miroir dans un bras de référence. Sa longueur l_r est modulable grâce à la présence d'un miroir mobile. La seconde

est envoyée dans un bras de test et est injectée dans le composant. Les signaux réfléchis de chaque bras sont alors rassemblés et mesurés sur une photodiode. Le signal issu de la source ayant une très faible cohérence, les deux signaux n'interfèrent que lorsque les deux bras ont la même longueur. Ainsi, en modifiant la longueur du bras de référence, il est possible de localiser spatialement les réflexions du composant testé. Une mesure d'OLCR donne donc pour chaque longueur d'onde le temps nécessaire à l'onde réfléchie pour faire l'aller-retour dans le composant. En connaissant l'indice effectif des matériaux aux longueurs d'onde de test, il est alors possible de connaître la position de ces réflexions. Nous décalons l'échelle de temps sur la Figure V. 23 pour placer l'origine au niveau de la réflexion en entrée du composant. La Figure V. 23 montre le résultat d'une mesure d'OLCR d'un réseau de pas variable parabolique ($L = 800 \mu\text{m}$, $Z_c = 200 \mu\text{m}$). Le composant testé prend la forme d'un guide optique en silicium clivé en entrée et en sortie. Les facettes d'entrée et de sortie font un angle de 10 degrés avec l'axe du guide pour limiter les réflexions parasites.

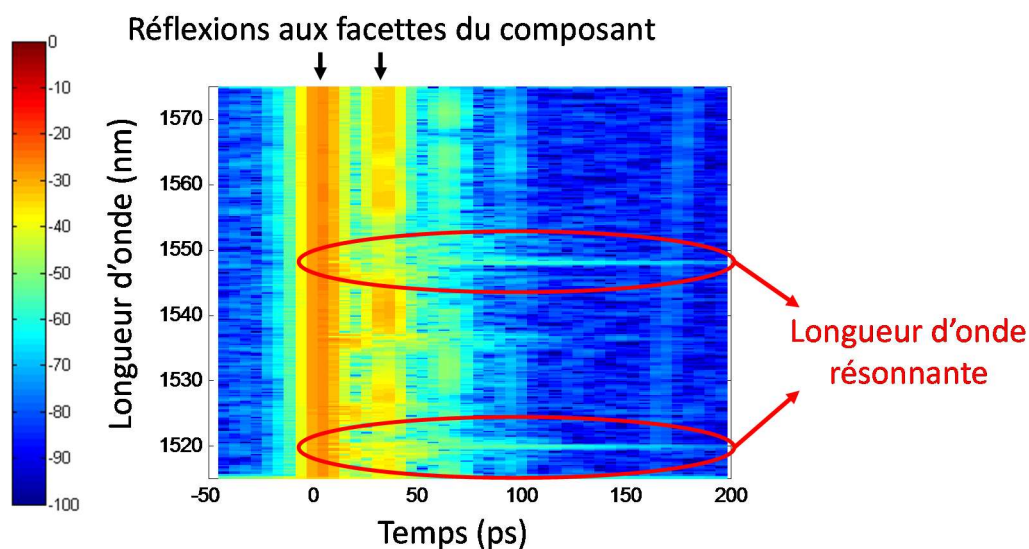


Figure V. 23 : Mesure d'OLCR d'une cavité DFB à réseau de profil spatial parabolique ($L = 800 \mu\text{m}$, $Z_c = 200 \mu\text{m}$)

Les deux réflexions principales indiquées sur la Figure V. 23 sont causées par les facettes d'entrée et de sortie du composant. Nous nous focaliserons sur les trainées visibles autour des longueurs d'onde 1548 nm et 1519 nm. Elles mettent en évidence la présence d'une résonance dans le réseau. En effet, à ces deux longueurs d'onde, la lumière est piégée dans le réseau et s'en échappe ensuite au cours du temps. La résonance à 1548 nm est attendue par conception. En effet, le réseau a été conçu pour que la longueur d'onde résonnante du mode TE00 soit autour de 1550 nm. Le mode résonnant à 1519 nm est un mode transverse d'ordre supérieur. En effet, le guide silicium RIB500 a une largeur de $2 \mu\text{m}$. Or nous avons vu (paragraphe II.2.a) qu'au-delà d'une largeur de $0.55 \mu\text{m}$, ce guide devient multimode transverse. Ainsi lors de l'injection de la lumière dans le guide incliné, une partie de la puissance est couplée dans le mode d'ordre supérieur. Ce dernier ayant un indice effectif différent du mode TE00, il a une fréquence de résonance différente. En pratique, le mode d'ordre supérieur ne perturbera pas le laser. En effet, la courbe de gain est centrée autour de 1550 nm et a une largeur à 3 dB de l'ordre de 50 nm. Ainsi la différence de gain perçue par les deux modes suffira à assurer une émission monomode transverse. De plus, nous verrons que le facteur de qualité de la cavité pour le mode TE01 est inférieur à celui vu par le mode TE00. Le mode d'ordre supérieur expérimentera donc plus de perte.

Mesure du facteur de qualité du réseau variable en Si

La mesure du facteur de qualité du réseau est réalisée en observant la largeur spectrale du pic de transmission à travers le composant. En effet, le facteur de qualité de la cavité peut être défini ainsi :

$$Q = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad \text{Eq V. 21}$$

où λ_0 est la longueur d'onde centrale du pic et $\Delta\lambda$ sa largeur à mi-hauteur. La Figure V. 24 montre une mesure de transmission réalisée sur un réseau à pas variable ($L = 800 \mu\text{m}$, $Z_c = 200 \mu\text{m}$). Cette mesure est réalisée en injectant une source large bande dans le composant et en observant le signal en sortie.

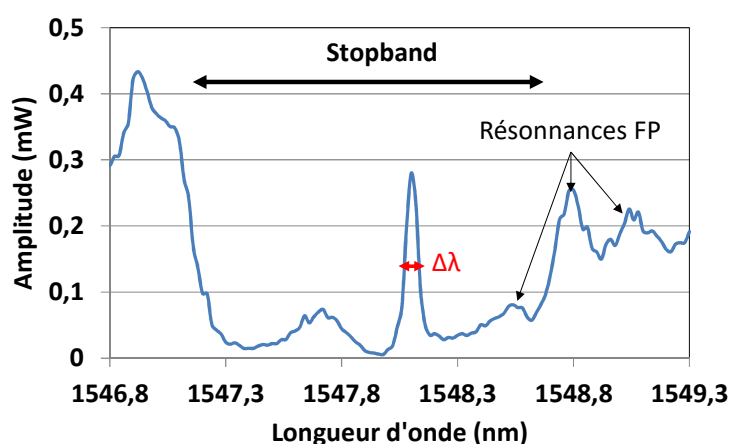


Figure V. 24 : Transmission du réseau parabolique ($L = 800 \mu\text{m}$, $Z_c = 200 \mu\text{m}$) autour de la résonance centrée à 1548.1 nm. Résolution : 20 pm

Le spectre de transmission du réseau présente bien une bande interdite autour du pic de transmission centré à 1548.1 nm. Nous remarquons la présence de pics de faible intensité autant dans la bande interdite qu'à l'extérieur. Ils sont causés par une cavité Fabry-Pérot parasite. En effet, leur espacement, d'environ 0.6 nm, correspond à une cavité parasite de longueur égale à $500 \mu\text{m}$ qui est la distance entre la facette de sortie et le début du réseau. Le facteur de qualité de la cavité DFB à 1548 nm calculé à partir de la mesure ci-dessus est de $Q_{1548} = 35\,000$. Une mesure identique à la résonance à 1519 nm montre un facteur de qualité de $Q_{1519} = 8000$. Ainsi nous pouvons confirmer que le mode d'ordre supérieur expérimente des pertes plus importantes que le mode fondamental, de l'ordre d'un facteur 3 (4.7dB de pertes supplémentaires). Cette différence est suffisante pour obtenir une oscillation laser monomode.

Des mesures ont été réalisées sur un lot d'échantillons dont la longueur du réseau L varie entre $500 \mu\text{m}$ et $900 \mu\text{m}$ et dont la longueur de la partie du réseau parabolique est de $200 \mu\text{m}$ ou de $300 \mu\text{m}$. Les mesures d'OLCR réalisées montrent que nous retrouvons les deux mêmes résonnances à 1548 nm et à 1519 nm sur tous les composants. La Figure V. 25 rassemble sur un même graphique le facteur de qualité de ces différents composants vus par le mode fondamental à 1548 nm.

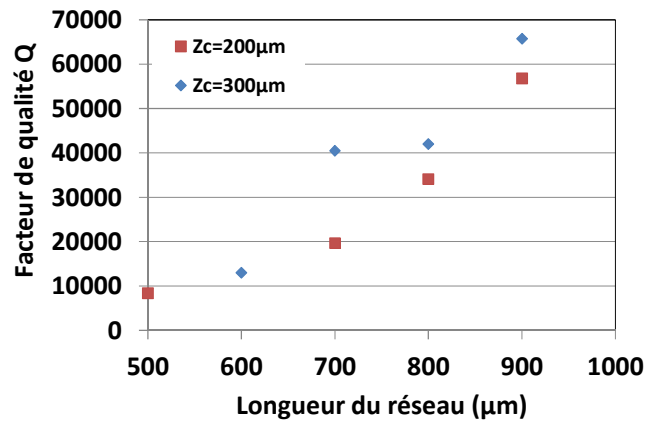


Figure V. 25 : Facteur de qualité de réseaux DFB de longueurs totales L entre 500 μm et 900 μm et dont la longueur du réseau parabolique Z_c est de 200 μm (rouge) ou 300 μm (bleu)

Le facteur de qualité de cet ensemble d'échantillons est compris entre 10 000 et 66 000. Tout d'abord, il augmente en même temps que la longueur des zones périphériques conformément à nos attentes. En augmentant la longueur du réseau, l'énergie est stockée plus longtemps dans la cavité, augmentant donc le temps de vie des photons. Cependant, cela aura aussi pour effet de diminuer la puissance de sortie du laser. Ainsi, avant de chercher à augmenter encore ces longueurs, il est nécessaire de réaliser des mesures sur des composants lasers et non plus sur des cavités « froides », i.e. sans matériaux à gain.

Nous remarquons aussi que l'utilisation d'une zone centrale plus grande semble bénéfique au facteur de qualité de la cavité. La distribution de puissance dans le DFB est moins compacte et nous diminuons encore les pertes radiatives dans le réseau. L'utilisation de longueurs plus importantes pourrait encore améliorer les performances du composant.

Ainsi grâce à cette nouvelle conception, nous pensons atteindre un temps de vie des photons dans la cavité DFB de l'ordre de 55 ps ($Q=65\,000$) contre 1.8 ps ($Q=2200$) avec une structure classique. Cependant, les valeurs obtenues sont inférieures aux valeurs attendues de nos conceptions ($Q = 5.5 * 10^6$) ou de celle atteinte par A. Yariv dans [96] ($Q = 1.1 * 10^6$). Cette importante différence peut s'expliquer par la qualité de la fabrication. En effet, un haut facteur de qualité sous-entend que les photons parcourent une grande longueur dans la cavité. Ainsi si les pertes de propagation sont importantes, cela peut rapidement dégrader le facteur de qualité.

V.5) Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux lasers hybrides DFB. En effet, l'architecture d'un laser DFB est relativement simple en comparaison à celle des lasers hybrides à anneaux résonants présentés dans les chapitres précédents. Les sources de pertes sont donc moins nombreuses. Il est alors envisageable de concevoir une architecture de cavité laser qui est naturellement monomode, et dont les très faibles pertes permettraient d'atteindre une longue durée de vie des photons. Nous avons commencé par présenter le fonctionnement des lasers DFB hybride III-V sur Si dont le comportement diffère d'un laser DFB en InP classique en raison de la structure hybride du guide.

Nous avons présenté une étude expérimentale portant sur le bruit d'intensité de lasers DFB à saut de phase. Ces premières conceptions non optimisées présentent une dynamique de classe-B. Leur

puissance de sortie et leur SMSR sont comparables à ceux des lasers à anneaux résonants. Cependant les niveaux de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation atteints -130 dB/Hz (contre -145 dB/Hz pour les lasers à anneaux résonants) pour un taux de pompage d'environ 2.5. Cela montre que la durée de vie des photons est courte, en comparaison à celle obtenue avec les lasers hybrides de longueur millimétrique.

Les pertes optiques intra-cavité ont deux sources principales. La première correspond à l'absorption dans l'InP dopé P par IVBA (Inter-Valence Band absorption) qui était déjà présente dans les lasers à anneaux résonants. La seconde provient des pertes radiatives causées par la présence d'un réseau de Bragg. Pour minimiser cette nouvelle source de perte, nous avons utilisé une idée proposée par les auteurs de la référence [96]. Un mode optique à la fréquence de Bragg se propage sans pertes radiatives. Cependant, sa distribution dans l'espace réciproque n'est pas parfaite et certaines fréquences proches de la fréquence de Bragg se propagent avec des pertes radiatives. Nous cherchons donc à réduire l'étalement de la distribution de puissance dans l'espace réciproque. Pour cela, nous avons utilisé un réseau dont la largeur des dents suit une distribution spatiale parabolique. Ainsi nous élargissons la distribution spatiale de puissance le long du réseau ce qui a pour effet de réduire la largeur de la distribution de la puissance dans l'espace réciproque. En d'autres termes, nous réduisons l'énergie perdue dans les modes se propageant avec des pertes radiatives.

Les mesures réalisées sur les réseaux ainsi conçus montrent que ces cavités atteignent un facteur de qualité pouvant aller jusqu'à 65 000. Cependant, cette valeur est loin des valeurs prédites par nos simulations, i.e. de l'ordre de 5.5×10^6 . De tels facteurs de qualité pourraient être suffisants pour atteindre des dynamiques de classe A. A ce jour, le collage des matériaux III-V sur la plaque de Si est en cours. Dans un futur proche, des mesures complémentaires sur les composants finalisés pourront valider les conceptions présentées dans ce chapitre. Plusieurs aspects sont encore à étudier. Tout d'abord, le gain optique perçu par le mode se propageant dans le réseau est faible. Pour obtenir une oscillation laser, les pertes optiques intra-cavité devront donc être suffisamment faibles. Ensuite la présence de matériaux III-V pourra modifier les facteurs de qualité précédemment mesurés. Enfin une étude expérimentale approfondie du bruit d'intensité pourra évaluer l'intérêt des lasers DFB à réseau variable pour atteindre une dynamique de classe A.

[96] C. T. Santis, S. T. Steger, Y. Vilenchik, A. Vasilyev, A. Yariv. (2014). "High-coherence semiconductor lasers based on integral high-Q resonators in hybrid Si/III-V platforms." *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 111(8), 2879-2884.

[97] H. Kogelnik and C. V. Shank, "Stimulated emission in a periodic structure," *Applied Physics Letters*, vol. 18, no. 4, 1971.

[98] T. Dupont "Réalisation de sources laser III-V sur silicium" Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon (Janvier 2011)

[99] L. A. Coldren and S. W. Corzine, "Diode laser and photonic integrated circuits" (John Wiley & Sons, 1995). ISBN 0471118753.

[100] K. Sekartedjo, N. Eda, K. Furuya, Y. Suematsu, F. Koyama, & T. Tanbun-Ek, "1.5 μ m phase-shifted DFB lasers for single-mode operation." *Electronics Letters*, 20(2), 80-81. (1984)

[101] T. Dupont, L. Grenouillet, A. Chelnokov, S. Messaoudene, J. Harduin, D. Bordel, ... & P. Viktorovitch, "III-V on silicon distributed-feedback laser based on exchange-Bragg coupling." *Proc. Group IV Photonics*. (2010)

[102] H.C. Casey Jr, P.L. Carter, « Variation of intervalence band absorption with hole concentration in p-type InP » *Appl. Phys. Lett.* 44.82(1984)

[103] S. Akiba, M. Usami and K. Utaka, "1.5- μ m λ /4-Shifted InGaAsP/InP DFB Lasers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 5, no. 11, 1987

[104] J.E. Carroll, J. Whiteaway, & D. Plumb, "Distributed feedback semiconductor lasers" (Vol. 10). IET. (1998)

-
- [105] W. Zheng & G.W. Taylor "Determination of the photon lifetime for DFB lasers." Quantum Electronics, IEEE Journal of, 43(4), 295-302. (2007)
- [106] G.-H. Duan, P. Gallion, G.P. Agrawal, "Dynamic and noise properties of tunable multielectrode semiconductor lasers including spatial hole burning and nonlinear gain," in Quantum Electronics, IEEE Journal of , vol.29, no.3, pp.844-855, Mar 1993
- [107] W. S. Rabinovich and B. J. Feldman, "Spatial hole burning effects in distributed feedback lasers", IEEE J. Quantum Electron. 25 (1), 20 (1989)
- [108] R. Hui & M. O'Sullivan « Fiber optic measurement techniques » Academic Press 2009.

Conclusion générale

L'objectif de ce travail de thèse était de proposer des conceptions de lasers à semiconducteur présentant un faible niveau de bruit d'intensité relatif (RIN) en utilisant la plateforme d'intégration qu'est la photonique sur silicium. De tels composants répondraient aux besoins des systèmes RADAR, notamment pour les systèmes d'écoute [109]. Pour cela, nous avons cherché à éliminer les oscillations de relaxation (OR) de la dynamique des lasers en atteignant un comportement dynamique dit de « classe A ». Dans ce cas, il est possible de limiter le bruit additif d'une liaison optique à la limite donnée par le bruit de grenaille sur une large bande de fréquences, typiquement de 100 MHz à 20 GHz. Une dynamique de classe A est obtenue quand la durée de vie des photons dans la cavité est grande devant la durée de vie des porteurs dans la zone active. Pour cela, il est nécessaire de s'orienter vers une cavité laser dont le facteur de qualité est élevé. Nous avons choisi de travailler avec la plateforme photonique sur silicium qui permet de concevoir une cavité laser longue avec l'utilisation de guides optiques offrant de très faibles pertes de propagation, de l'ordre du dB/cm [110].

Nous avons proposé trois différentes approches pour réduire le RIN d'un laser hybride en III-V sur Si. Nous avons tout d'abord développé des lasers à anneaux résonants dont la cavité a une longueur centimétrique. Elle est composée d'une partie active fournissant le gain optique et d'une partie passive composée de guides en silicium à faibles pertes de propagation. La seconde approche repose sur le filtrage externe du RIN du laser en exploitant les effets de saturation du gain optique dans un amplificateur optique à SC (SOA). La dernière approche explorée dans cette thèse repose sur la conception de lasers DFB hybrides III-V sur silicium à très haut facteur de qualité.

Laser long III-V sur Silicium

La conception de lasers hybrides III-V sur silicium à longue cavité a nécessité tout d'abord d'approfondir nos connaissances des différentes sources de pertes intra-cavité. Nous avons mis en évidence que les sources de pertes principales sont les matériaux absorbants (InP dopé p), les transitions entre les guides actifs et les guides passifs, le filtrage de la cavité ainsi que les pertes de propagation dans les guides passifs. Nous avons alors proposé différentes approches permettant de minimiser ces pertes et nous rapprocher des conditions nécessaires pour obtenir une dynamique de classe A. Nous avons alors conçu des lasers hybrides III-V sur Si utilisant ces optimisations et dont la cavité est de longueur millimétrique. Une étude expérimentale des performances en RIN de ces lasers a montré des résultats encourageants. Si ces lasers présentent une dynamique de classe B, les niveaux de bruit atteints sont relativement faibles, inférieurs à -145 dB/Hz pour des taux de pompage 3.5. Cependant, nous avons aussi remarqué qu'une seconde résonance dans le spectre de RIN apparaît autour de 15-20 GHz induite par le battement entre le mode laser et l'émission spontanée amplifiée contenue dans les modes adjacents. L'amplitude de cette résonance peut être diminuée en améliorant le taux d'extinction des modes secondaires, c'est-à-dire en augmentant la finesse du filtre optique intra-cavité.

Dans l'objectif de se rapprocher d'une dynamique de classe A, nous avons alors proposé des conceptions de lasers à anneaux résonants ayant une cavité de longueur centimétrique. L'utilisation de guides en silicium aux dimensions relativement larges (section de 500 par 550 nm²), nous a permis d'atteindre des pertes linéiques très faibles, de l'ordre de 0.5 dB/cm. Ainsi, la conception de cavités de

longueur centimétrique est envisageable. Cependant, le filtrage optique nécessaire à l'oscillation monomode du laser devient critique. Nous avons alors proposé des architectures de filtres optiques innovantes, principalement basées sur l'utilisation d'anneaux résonnants. Elles nous ont permis d'atteindre une finesse de filtre de l'ordre de 9000, permettant de limiter le bruit de battement, sans pour autant induire un excès de pertes optiques dans la cavité laser. Cependant, nos simulations ont montré que si ces composants permettent de diminuer fortement le bruit d'intensité causé par les OR, ces dernières sont toujours présentes (dynamique de classe B). De plus, l'utilisation de cavités optiques longues décale la fréquence de résonance du bruit de battement vers les basses fréquences, i.e ; autour de qqs 100's de MHz pour une cavité de longueur approchant la dizaine de cm. Dans ces conditions, le bruit de battement peut devenir plus important que le bruit d'intensité induit par les oscillations de relaxation.

Afin d'améliorer les architectures proposées, l'utilisation des matériaux en Nitrure de Silicium (SiN) pourraient permettre de s'affranchir des limites des matériaux en Silicium sur Isolant (SOI) que nous avons utilisé dans le cadre de cette thèse. En effet, nous avons remarqué que le facteur principal, nous limitant dans la conception de lasers de dynamique de classe A, est donné par les pertes linéiques des guides en silicium. Aujourd'hui, plusieurs laboratoires ont montré que des guides optiques en SiN permettaient d'obtenir de très faibles pertes optiques. Par exemple, l'université de Santa Barbara [111] qui utilise des guides en SiN de faible épaisseur (< 100 nm) et de grande largeur (6-8 μm) ont montré des pertes de 0.05 dB/m. De plus, l'entreprise Lionix [112] utilise avec un guide composé d'un cœur en silice et d'une gaine en nitrure de silicium, atteignant des pertes linéiques de l'ordre de 0.1 dB/m. Ce résultat, deux ordres de grandeur plus faible que ce que nous avons pu obtenir (0.5 dB/cm), pourrait permettre de concevoir des lasers de dynamique de classe A avec des cavités laser de longueurs raisonnables, inférieur au centimètre. Cependant de tels guides nécessitent l'utilisation d'un grand rayon de courbure, de l'ordre de plusieurs dizaines de millimètre. Dès lors, de nouvelles problématiques apparaissent. Tout d'abord, la dimension typique de ces composants est deux ordres de grandeur plus grande que ceux que nous avons présentés (1-2 mm). De plus, de tels rayons de courbures rendent impossible la conception d'anneaux résonnants. Il est alors nécessaire de trouver d'autres solutions de filtrage spectral. Il serait alors intéressant de se diriger vers le couplage de deux puces par la technique de flip-chip [113] : une première puce en III-V sur silicium génèrerait le gain optique et assurerait le filtrage, puis une seconde puce SiN permettrait d'allonger la cavité.

Une seconde application du travail réalisé pour la conception de laser III-V sur Si à cavité longue serait le domaine des lasers impulsionsnels à faible taux de répétition, de quelques GHz, et à très faible gigue temporelle. Dans ce cadre, la problématique du filtrage spectral des modes axiaux ne se pose plus, étant donné que nous chercherons à générer des impulsions courtes (ps). Par ailleurs, à l'image de ce qui est fait avec un laser monofréquence continu, le comportement dynamique de classe A est aussi bénéfique pour un laser impulsionsnel. En effet, en supprimant les oscillations de relaxation du laser, nous supprimons leur effet sur le bruit de phase et la gigue temporelle des impulsions générées. En explorant cette voie, l'équipe de P. Delfyett au CREOL, très active sur le sujet des lasers impulsionsnels à verrouillage actif et de dynamique de classe A, annonce une gigue temporelle sub-fs [114]. Plusieurs réalisations de lasers impulsionsnels intégrés sur la plateforme SOI ont été démontrées, notamment par l'équipe de J. Bowers. Les valeurs de gigue annoncées sont de 540 fs [115].

Filtrage externe du bruit d'intensité d'un laser hybride en III-V sur Si

Devant la difficulté d'obtenir des lasers de classe A sur silicium, nous nous sommes intéressés à la possibilité d'un filtrage externe du RIN du laser en exploitant les effets de saturation du gain optique dans un SOA. Un SOA agit, en régime saturé, comme un filtre passe haut dans le domaine RF. Pour décrire en détails le bruit d'intensité d'un laser amplifié par un SOA, nous avons utilisé un modèle reposant sur les travaux de G.P. Agrawal [116] et K. Sato [117] qui décrit la réponse RF d'un SOA saturé. Nous pouvons alors prédire tout d'abord l'effet du SOA sur le RIN du laser et ensuite le bruit additif qu'il apporte.

Expérimentalement, nous avons pu tout d'abord montrer une réduction effective du RIN d'un laser hybride III-V sur silicium allant jusqu'à 15 dB à la fréquence des OR en utilisant un SOA non intégré. Ces mesures nous ont permis de mettre en évidence que le facteur limitant ce filtrage est le bruit additif induit par le SOA. Nous avons ensuite proposé une solution totalement intégrée, rassemblant un laser et un SOA sur une même puce hybride III-V sur silicium de seulement 2.5 mm de long. Nous proposons ainsi un composant compact dont le SOA saturé réduit le bruit d'intensité du laser de 5 dB à la fréquence des OR. Dans ce second cas, nous sommes limité à 5 dB en raison des faibles longueurs et facteurs de confinement des SOA utilisés. Il est possible d'espérer dans un futur proche optimiser le SOA hybride III-V sur silicium en termes de longueur et de confinement de la lumière dans les puits quantiques et ainsi améliorer grandement cette performance.

DFB III-V sur silicium à très haut facteur de qualité

Pour finir, nous nous sommes intéressés aux lasers DFB, dont la structure est plus simple que les lasers à anneaux résonants. Nous avons proposé une conception de lasers hybrides III-V sur silicium DFB basée sur les travaux de A.Yariv [118]. Ce travail, initialement réalisé pour réduire la largeur de raie d'un laser, permet de concevoir des cavités laser dont le facteur de qualité est très élevé, de l'ordre de quelques millions. L'utilisation d'un réseau de Bragg à pas variable permet de réduire les pertes radiatives, usuellement importantes dans les lasers DFB. En faisant varier la largeur du réseau de Bragg suivant un profil parabolique, il agit alors comme un puits de potentiel pour la lumière et réduit la proportion de lumière couplée dans les modes radiatifs. De tels réseaux peuvent en théorie permettre d'obtenir une durée de vie des photons de plusieurs nanosecondes. Un tel laser DFB présenterait alors un comportement dynamique de classe A.

Des cavités DFB ont donc été conçues présentant un réseau de Bragg suivant un profil spatial parabolique. Le réseau est réalisé dans un guide RIB de 500 nm d'épaisseur et de largeur de l'ordre de 2 μm . La profondeur de gravure est de 30 nm. Les simulations du facteur de qualité de ces cavités prédisent une valeur de l'ordre de $Q = 5.5 * 10^6$. Les plaques en Silicium ont été réalisées au sein de l'Institut d'Electronique Fondamental (IEF). Les cavités passives (constituées du réseau dans le guide en Si, sans matériaux actifs) ont alors pu être caractérisées et ont montré des facteurs de qualité atteignant 65 000. Ces résultats montrent une amélioration significative par rapport au facteur de qualité de 2200 des lasers DFB III-V sur silicium classiques, composés d'un réseau de Bragg à saut de phase. Dans un futur proche, les matériaux III-V seront collés sur les plaques en Si. Une étude approfondie du facteur de qualité de la cavité du laser finalisé et de son RIN sera alors possible.

Nous espérons atteindre de plus hauts facteurs de qualité, se rapprochant des valeurs simulées, en améliorant la qualité du processus de fabrication qui est délicat en raison des faibles

dimensions critiques de ces motifs (30 nm). Par ailleurs, au vu des premiers résultats, plusieurs pistes d'optimisation de ces conceptions sont à explorer, principalement au niveau des dimensions du réseau de Bragg variable (longueur, largeur, profondeur de gravure, etc...) ainsi qu'au niveau de la fabrication. De plus, une étude récente (référence [119]) montre que des effets parasites, tels que l'absorption à deux photons, peut limiter le facteur de qualité d'un tel laser. Il sera donc nécessaire d'en tenir compte dans la suite des travaux envisagés.

Conclusion

Au terme de cette thèse, deux pistes principales sont à considérer pour la conception de lasers de dynamique de classe A intégrés, présentant un faible bruit d'intensité. La première consiste à continuer puis approfondir notre travail concernant les DFB hybrides III-V sur silicium à haut facteur de qualité. La seconde piste à explorer est l'utilisation de guides nitrures de silicium pour la conception de lasers à longue cavité. De tels composants pourront offrir une solution compacte et faible coût utilisable dans la grande majorité des applications nécessitant des lasers à faible bruit d'intensité (RADAR, guerre électronique, détection, métrologie, etc...). Il sera alors envisageable d'imaginer une puce en silicium, rassemblant les fonctions opto-électroniques nécessaires au traitement du signal tel que présenté en référence [120] : génération de signal RF avec une source bi-fréquence intégrée, transport du signal RADAR avec une liaison optique hyperfréquence intégrée, ou encore l'échantillonnage de signaux RF assisté optiquement en associant un laser impulsif avec un MZM.

-
- [109] K. Garenaux, T. Merlet, M. Alouini, J. Lopez, N. Vodjani, R. Boula-Picard, C. Fourdin and J. Chazelas, « Recent Breakthroughs in RF photonics of RADAR systems » IEEE Aerospace and Electronic systems magazine, 22 (2), pp. 3-8 (2007)
- [110] Y. Vlasov, S. McNab, "Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends" Optics express, 12(8), 1622-1631 (2004)
- [111] Jared F. Bauters, Martijn J. R. Heck, Demis D. John, Jonathon S. Barton, Christiaan M. Bruinink, Arne Leinse, Ren G. Heideman, Daniel J. Blumenthal, and John E. Bowers, "Planar waveguides with less than 0.1 dB/m propagation loss fabricated with wafer bonding", Optics Express Vol. 19, pp. 24090-24101 (2011)
- [112] <http://lionixbv.nl/images/Items/LionixTriplex%20flyer.pdf>
- [113] T. Shimizu, N. Hatori, M. Okano, M. Ishizaka, Y. Urino, T. Yamamoto, M. Mori, T. Nakamura, and Y. Arakawa, "High density hybrid integrated light source with a laser diode array on a silicon optical waveguide platform for inter-chip optical interconnection," in proc. of Group IV Photonics (IEEE GFP2011) 181-183
- [114] I. Ozdur, M. Akbulut, N. Hoghooghi, D. Mandridis, S. Ozharar, F. Quinlan, & P.J. Delfyett. A Semiconductor-Based 10-GHz Optical Comb Source With Sub 3-fs Shot-Noise-Limited Timing Jitter and \sim 500-Hz Comb Linewidth. IEEE Photonics Technology Letters, 6(22), 431-433. (2010)
- [115] S. srinivasan, A. Arrighi, M. J. R. Heck, J. Hutchinson, E. Norberg, G. Fish, and J. E. Bowers, "Suppression of supermode noise in a harmonically mode-locked hybrid silicon laser using an intra-cavity filter," in Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2014), paper Th3A.4.
- [116] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, "Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers", IEEE J. Quantum Electron., vol.25, pp. 2297-2306, 1989.
- [117] K. Sato, H. Toba, « Reduction of mode partition noise by using semiconductor optical amplifiers » IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.7, No. 2, March/April 2001.
- [118] C. T Santis, S. T. Steger, Y. Vilenchik, A. Vasilyev, A. Yariv. (2014). "High-coherence semiconductor lasers based on integral high-Q resonators in hybrid Si/III-V platforms." Proceedings of the National Academy of Sciences, 111(8), 2879-2884
- [119] Y. Vilenchik ; C. T. Santis ; S. T. Steger ; N. Satyan ; A. Yariv. "Theory and observation on non-linear effects limiting the coherence properties of high-Q hybrid Si/III-V lasers". Proc. SPIE 9382, Novel In-Plane
- [120] H.-C. Park, M. Piels, E. Bloch, M. Lu, A. Sivananthan, Z. Griffith, L. Johansson, J. Bowers, L. Coldren, and M. Rodwell. "Integrated Circuits for Wavelength Division De-multiplexing in the Electrical Domain" OPTICS EXPRESS DECEMBER 2012 DOI: 10.1364/OE.20.00B377

Annexe

A.1) Caractéristiques dynamiques d'un laser à semiconducteur

Nous présenterons dans cette annexe une description analytique des caractéristiques dynamiques d'un laser à semiconducteur ainsi que de son bruit relatif d'intensité (RIN)

A.1.a) Equation d'évolution dynamique

Le comportement dynamique d'un laser est décrit par les équations d'évolution temporelle [121] du nombre de photons dans la cavité N_{ph} ainsi que du nombre de porteurs dans le milieu à gain N :

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = (G - \gamma_{cav})N_{ph} + R'_{sp} \quad \text{Eq A. 1}$$

$$\frac{dN}{dt} = \eta_i \frac{I}{q} - \gamma_e N + GN_{ph} \quad \text{Eq A. 2}$$

où G est le gain optique, R'_{sp} le taux d'émission spontané exprimé en s^{-1} , η_i le rendement quantique interne, I est le courant électrique injecté dans le laser et q la charge élémentaire d'un électron. γ_{cav} est le taux de décroissance du nombre de photons et γ_e le taux de relaxation du nombre de porteurs.

Le taux de décroissance du nombre de photons dans la cavité est défini à partir des pertes optiques internes que nous séparons en deux catégories, les pertes aux transmissions des miroirs γ_m et les autres γ_i . Pour un laser semiconducteur Fabry-Pérot, γ_i est égale aux pertes linéiques $v_g \alpha_i$. Le taux de décroissance du nombre de photons d'un tel laser prend donc la forme suivante :

$$\gamma_{cav} = \gamma_i + \gamma_m = v_g \alpha_i + v_g \frac{1}{L_{cav}} \ln \left(\frac{1}{R_{m1} R_{m2}} \right) \quad \text{Eq A. 3}$$

où v_g est la vitesse de groupe, L_{cav} la longueur de la cavité optique et R_{m1} et R_{m2} les coefficients de réflexion des miroirs de la cavité.

Le gain optique G est défini par [121] :

$$G(N) = \Gamma \frac{v_g a}{V_{za}} (N - N_{tr}) \quad \text{Eq A. 4}$$

où a est le gain différentiel, N_{tr} le nombre de porteur à la transparence. Seule la partie du mode contenue dans les puits quantiques est amplifiée par émission stimulée. Le reste se propage dans les zones dopées P et N. V_{za} représente donc le volume de la zone active d'amplification. Dans la suite, nous noterons G_0 le facteur $\Gamma v_g a / V_{za}$.

A.1.b) Caractéristiques statiques

Les caractéristiques statiques d'un laser s'extraient des équations d'évolutions temporelles Eq A. 1 et Eq A. 2. En considérant l'équation Eq A. 2 en le régime permanent au seuil de l'oscillation laser, nous pouvons définir le courant de seuil I_{th} :

$$I_{th} = \frac{\gamma_e q}{\eta_i} N_0 \quad \text{Eq A. 5}$$

où N_0 est le nombre de porteurs à l'état stationnaire. Au-delà du seuil, les équations d'évolutions s'écrivent :

$$G(N_0) = \gamma_{cav} \quad \text{Eq A. 6}$$

$$\eta_i \frac{I}{q} - \gamma_e N_0 = G(N_0) N_{ph_0} \quad \text{Eq A. 7}$$

où N_{ph_0} est le nombre moyen de photon dans la cavité pour un courant I . Le taux d'émission spontanée R'_{sp} est négligé. Nous pouvons alors déterminer N_{ph_0} des équations précédentes :

$$N_{ph_0} = \frac{\eta_i}{q \gamma_{cav}} (I - I_{th}) \quad \text{Eq A. 8}$$

La puissance optique moyenne du laser, proportionnelle au nombre de photons de la cavité est donc :

$$P_{opt} = h \frac{c}{\lambda} v_g \alpha_m N_{ph_0} = \frac{hc}{\lambda q} \eta_d (I - I_{th}) \quad \text{Eq A. 9}$$

où h est la constante de Plank, c la vitesse de la lumière, λ la longueur d'onde optique, α_m les pertes de transmission des miroirs de la cavité laser. η_d est l'efficacité quantique différentielle du laser définie par :

$$\eta_d = \eta_i \frac{\gamma_m}{\gamma_m + \gamma_i} \quad \text{Eq A. 10}$$

A.1.c) Caractéristiques dynamiques

La réponse dynamique d'un laser est sa réponse à une variation du courant d'injection. Nous injectons donc dans les équations d'évolution Eq A. 1 et Eq A. 2 un terme prenant en compte un courant modulé à la fréquence f . Nous décrivons alors les variables principales comme la somme de leur valeur moyenne et d'un terme traduisant sa modulation :

$$I(t) = I_0 + \Delta I e^{2i\pi f t} \quad \text{Eq A. 11}$$

$$N(t) = N_0 + \Delta N e^{2i\pi f t} \quad \text{Eq A. 12}$$

$$N_{ph}(t) = N_{ph_0} + \Delta N_{ph} e^{2i\pi f t} \quad \text{Eq A. 13}$$

$$P_{opt}(t) = P_{opt_0} + \Delta P_{opt} e^{2i\pi f t} \quad \text{Eq A. 14}$$

En injectant les équations Eq A. 11, Eq A. 12 et Eq A. 13 dans les équations d'évolution temporelle et en en prenant la transformé de Fourier, nous obtenons :

$$2i\pi f t * \Delta \tilde{N}_{ph} = G_0 N_{ph_0} \Delta \tilde{N} \quad \text{Eq A. 15}$$

$$2i\pi f t * \Delta\tilde{N} = \frac{\eta_i}{q} \Delta\tilde{I} - (\gamma_e + G_0 N_{ph_0}) - \gamma_{cav} \Delta\tilde{N}_{ph} \quad \text{Eq A. 16}$$

où $\Delta\tilde{N}$, $\Delta\tilde{I}$ et $\Delta\tilde{N}_{ph}$ sont les transformées de Fourier respectives de ΔN , ΔI et ΔN_{ph} . Nous pouvons alors exprimer la variation de la population de photons à une modulation de courant à la fréquence f :

$$\frac{\Delta\tilde{N}_{ph}}{\Delta\tilde{I}}(f) = \frac{\eta_i/q\gamma_{cav}}{1 - \left(\frac{f}{f_r}\right)^2 + i\frac{f}{f_r}\left(\frac{\gamma_e}{2\pi f_r} + \frac{2\pi f_r}{\gamma_{cav}}\right)} \quad \text{Eq A. 17}$$

où f_r est la fréquence des oscillations de relaxation du laser. Son expression est la suivante :

$$f_r = \sqrt{\frac{1}{4\pi^2} G_0 N_{ph_0} \gamma_{cav}} \quad \text{Eq A. 18}$$

Rappelons que la variation de puissance optiques est lié à la variation du nombre de photons intra-cavité par :

$$\Delta\tilde{P}_{opt} = h \frac{c}{\lambda} v_g \alpha_m \Delta\tilde{N}_{ph} \quad \text{Eq A. 19}$$

Nous pouvons donc exprimer la fonction de transfert H_B d'un laser SC de classe B :

$$H_B(f) = \frac{\Delta\tilde{P}_{opt}}{\Delta\tilde{I}}(f) = \frac{\eta_d h c / \lambda q}{1 - \left(\frac{f}{f_r}\right)^2 + i\frac{f}{\gamma_a}} \quad \text{Eq A. 20}$$

Nous reconnaissons la fonction de transfert d'un filtre du second ordre dont le taux d'amortissement γ_a est défini par :

$$\gamma_a = \left(\frac{\gamma_e}{2\pi f_r^2} + \frac{2\pi}{\gamma_{cav}} \right)^{-1} \quad \text{Eq A. 21}$$

En utilisant l'équation Eq A. 8, la fréquence des oscillations de relaxation se simplifie en :

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\gamma_{cav} \gamma_e (r - 1)} \quad \text{Eq A. 22}$$

où r est le taux de pompage définie par $r = I_{th}/I$.

La fonction de transfert H_A d'un laser SC de classe A se déduit alors de la fonction de transfert Eq A. 20 d'un laser SC de classe B considérant que $\gamma_{cav} \ll \gamma_e$ et que $f < \gamma_e/2\pi$. Son expression normalisée prend alors la forme d'un filtre du premier ordre :

$$H_A^2(f) = \frac{\left(\frac{\gamma_{cav}}{2\pi} \frac{r-1}{r}\right)^2}{\left(\frac{\gamma_{cav}}{2\pi} \frac{r-1}{r}\right)^2 + f^2} \quad \text{Eq A. 23}$$

A.1.d) Bruit d'intensité relatif (RIN)

Rappelons que le bruit d'intensité relatif (RIN) est défini comme la densité spectrale de puissance de bruit $S_{\delta P}(f)$ normalisé par le carré de la puissance optique moyenne $\langle P_{opt} \rangle^2$. La puissance optique (et ses variations) est proportionnelle au nombre de photon dans la cavité (et ses variations). Le RIN peut donc aussi s'exprimer en fonction de la densité spectrale de puissance des fluctuations du nombre de photons $W_{n_{ph}}$ et le nombre moyen de photons dans la cavité $\langle N_{ph} \rangle^2$.

$$RIN(f) = \frac{S_{\delta P}(f)}{\langle P_{opt} \rangle^2} = \frac{W_{n_{ph}}(f)}{\langle N_{ph} \rangle^2} \quad \text{Eq A. 24}$$

Le facteur 2 rappelle que nous considérons des densités spectrales s'étalant sur les fréquences positives. Pour calculer le RIN d'un laser SC de classe B, nous chercherons donc à exprimer la densité spectrale de puissance des fluctuations du nombre de photons dans la cavité. Pour cela, nous considérerons donc les fluctuations des variables N_{ph} et N autour de leurs valeurs stationnaires $\langle N_{ph} \rangle$ et N_0 :

$$N_{ph}(t) = \langle N_{ph} \rangle + n_{ph}(t) \quad \text{Eq A. 25}$$

$$N(t) = N_0 + n(t) \quad \text{Eq A. 26}$$

Considérons alors les équations d'évolution temporelles aux forces de Langevin :

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = (G - \gamma_{cav})N_{ph} + R'_{sp} + F_{N_{ph}} \quad \text{Eq A. 27}$$

$$\frac{dN}{dt} = \eta_i \frac{I}{q} - \gamma_e N + GN_{ph} + F_N \quad \text{Eq A. 28}$$

Les forces de Langevin décrivent les fluctuations temporelles stochastiques dues à l'émission spontanée amplifiée tombant dans le mode laser. En injectant les équations Eq A. 25 et Eq A. 26 dans les équations d'évolution Eq A. 27 et Eq A. 28 et en ne gardant que les termes du premier ordre, nous obtenons :

$$\frac{dn_{ph}}{dt} = -\frac{R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} n_{ph} + G_0 \langle N_{ph} \rangle n + F_{N_{ph}} \quad \text{Eq A. 29}$$

$$\frac{dn}{dt} = -(\gamma_e G_0 \langle N_{ph} \rangle) n - G(N_0) n_{ph} + F_N \quad \text{Eq A. 30}$$

En prenant la transformée de Fourier des équations précédentes, nous obtenons :

$$2i\pi f \tilde{n}_{ph} = -\frac{R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} \tilde{n}_{ph} + G_0 \langle N_{ph} \rangle \tilde{n} + \tilde{F}_{N_{ph}} \quad \text{Eq A. 31}$$

$$2i\pi f \tilde{n} = -(\gamma_e G_0 \langle N_{ph} \rangle) \tilde{n} - G(N_0) \tilde{n}_{ph} + \tilde{F}_N \quad \text{Eq A. 32}$$

où \tilde{n}_{ph} , \tilde{n} , $\tilde{F}_{N_{ph}}$ et \tilde{F}_N sont les transformées de Fourier de n_{ph} , n , $F_{N_{ph}}$ et de F_N . Il est alors possible d'exprimer la transformée de Fourier de la variation du nombre de photons \tilde{n}_{ph} en fonction des termes de Langevin :

$$\tilde{n}_{ph}(f) = \frac{G_0 \langle N_{ph} \rangle \tilde{F}_N + (2i\pi f + \gamma_e + G_0 \langle N_{ph} \rangle) \tilde{F}_{N_{ph}}}{\left(2i\pi f + \frac{R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle}\right) (2i\pi f + \gamma_e + G_0 \langle N_{ph} \rangle) + G(N_0) G_0 \langle N_{ph} \rangle} \quad \text{Eq A. 33}$$

Nous pouvons alors simplifier cette expression en introduisant les paramètres f_r et Γ_r correspondant respectivement à la fréquence des oscillations de relaxation et au taux d'amortissement tels que :

$$(2\pi f_r)^2 = G(N_0) G_0 \langle N_{ph} \rangle - \frac{1}{4} \left(\gamma_e + G_0 \langle N_{ph} \rangle + \frac{R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} \right)^2 \quad \text{Eq A. 34}$$

$$\Gamma_r = \frac{1}{2} \left(\gamma_e + G_0 \langle N_{ph} \rangle + \frac{R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} \right) \quad \text{Eq A. 35}$$

L'expression de \tilde{n}_{ph} prend alors la forme suivant :

$$\tilde{n}_{ph}(f) = \frac{G_0 \langle N_{ph} \rangle \tilde{F}_N + (2i\pi f + \gamma_e + G_0 \langle N_{ph} \rangle) \tilde{F}_{N_{ph}}}{(2\pi f_r + 2\pi f - i\Gamma_r)(2\pi f_r - 2\pi f + i\Gamma_r)} \quad \text{Eq A. 36}$$

Si nous considérons les équations Eq A. 5, Eq A. 6, Eq A. 7 et Eq A. 8, l'expression de f_r et de Γ_r se simplifie ainsi :

$$f_r \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\gamma_e \gamma_{cav} (r - 1)} \quad \text{Eq A. 37}$$

$$\Gamma_r = \frac{(2\pi f_r)^2}{4\pi \gamma_a} \quad \text{Eq A. 38}$$

Nous pouvons alors calculer de la densité spectrale de puissance $W_{n_{ph}}$ des fluctuations du nombre de photons dans la cavité :

$$W_{n_{ph}}(f) = \frac{2R'_{sp} \langle N_{ph} \rangle \left((2\pi f)^2 + \gamma_e^2 + \frac{(2\pi f_r)^2 \gamma_e}{R'_{sp}} \right)}{\left((2\pi f_r + 2\pi f)^2 - \Gamma_r^2 \right) \left((2\pi f_r - 2\pi f)^2 - \Gamma_r^2 \right)} \quad \text{Eq A. 39}$$

L'expression du RIN d'un laser SC de classe B est alors :

$$RIN(f) = \frac{R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} \frac{(2\pi f)^2 + \gamma_e^2 + \frac{(2\pi f_r)^2 \gamma_e}{R'_{sp}}}{\left((2\pi f_r + 2\pi f)^2 - \Gamma_r^2 \right) \left((2\pi f_r - 2\pi f)^2 - \Gamma_r^2 \right)} \quad \text{Eq A. 40}$$

A.2) Description du banc de mesure du bruit d'intensité relatif

Au sein de notre laboratoire, nous disposons d'un banc de mesure permettant de réaliser des spectres de RIN de 100 MHz à 20 GHz. Le banc de mesure se compose d'un laser YAG servant à la

calibration, d'un commutateur optique, d'une photodiode rapide, d'un amplificateur faible bruit et d'un analyseur de spectre électrique. La mesure est pilotée par un programme Labview. La Figure A. 1 illustre le schéma de principe du banc de mesure.

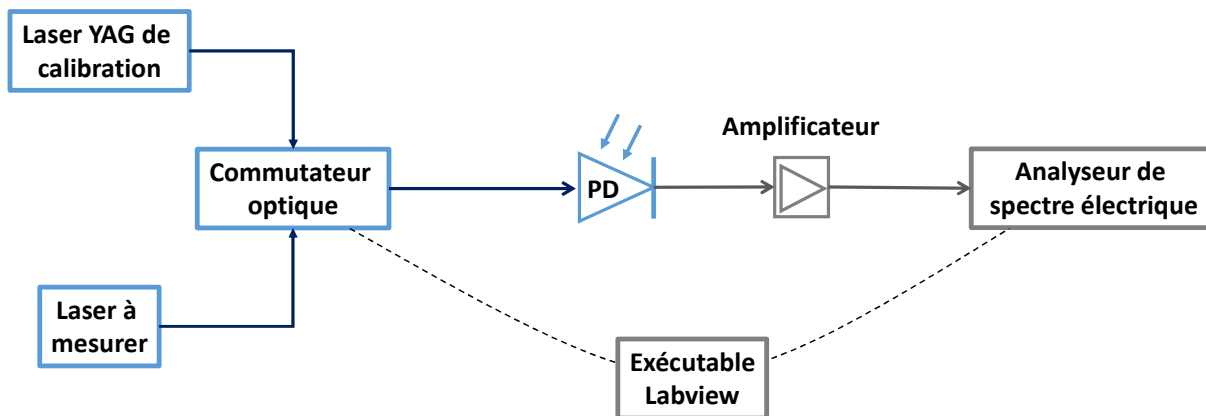


Figure A. 1 : Schéma de principe du banc de mesure de RIN. En bleu sont représentées les liaisons optiques et en gris les liaisons électriques.

La fréquence des oscillations de relaxation du laser YAG est très basse en fréquence. Le laser présente donc un niveau de RIN inférieur à -180 dB/Hz sur la bande de fréquence 100 MHz-20 GHz. La photodiode rapide a une bande passante supérieure à 20 GHz. Le choix de l'amplificateur est critique car il doit apporter une forte amplification pour permettre la mesure de faible niveau de bruit mais ne doit apporter que peu de bruit additif. L'amplificateur a un gain de 45 dB et un facteur de bruit de 2.6 dB sur la bande passante considérée.

Lors d'une mesure du bruit d'intensité, nous obtenons sur l'analyseur de spectre électrique le bruit total détecté par la photodiode, c'est-à-dire la somme du RIN du laser, du bruit thermique et du bruit de grenaille. Nous commençons donc par mesurer le bruit de l'ensemble en utilisant le laser YAG. Son RIN étant très faible, nous pouvons considérer que le spectre obtenu représente la somme du bruit de grenaille et du bruit thermique. Dans un second temps, nous mesurons le bruit d'intensité en utilisant cette fois le composant à tester. En soustrayant la première mesure à la seconde, nous obtenons alors le RIN du laser. Ces deux mesures doivent être réalisées pour un même photocourant car le bruit de grenaille dépend du photocourant.

[121] K. Petermann, "Laser diode modulation and noise" Springer Science & Business Media. (2012)

Publication

Conférences en tant que premier auteur

N. Girard, G. Baili, P. Nouchi, D. Dolfi, A. Accard, P. Kaspar, D. Make, P. Charbonnier, F. Mallecot, M. Faugeron, J.-G. Provost, F. Van Dijk, R. Brenot, S. Olivier, S. Malhouitre, C. Kopp and G.-H. Duan. "Intensity noise reduction in an hybrid III-V/Silicon laser using a gain saturated SOA," *Microwave Photonics (MWP), 2015 International Topical Meeting on*, Paphos, 2015, pp. 1-3. doi: 10.1109/MWP.2015.7356705 - **Oral**

N. Girard, G. Baili, P. Nouchi, D. Dolfi, A. Le Liepvre, A. Accard, ... & G.-H. Duan "Towards a low noise class-A hybrid III-V/Silicon laser." In *SPIE Photonics Europe* (pp. 91331B-91331B). International Society for Optics and Photonics. (2014) - **Oral**

N. Girard, G. Baili, P. Nouchi, D. Dolfi, A. Leliepvre, A. Accard, P. Kaspar, D. Make, P. Charbonnier, F. Mallecot, M. Faugeron, F. Van Dijk, G.-H. Duan, S. Olivier, S. Malhouitre, C. Kopp. « Towards low Noise class-A Hybrid III-V/Silicon Laser ». *Group IV Photonics (GFP), 2014 IEEE 11th International Conference on*, Paris, 2014, pp. 207-208. **Oral**

N. Girard, G. Baili, D. Dolfi, G.-H. Duan, A. Leliepvre. "Laser Hybride III-V sur Silicium accordable en longueur d'onde et faible bruit" Journée du Club Optique Micro-ondes (JCOM) 2013 - **Oral**

Autres conférences

X. Pommarede, N. Girard, S. Olivier, S. Malhouitre, A. Accard, G. Levaufre, A. Shen, D. Make, R. Brenot, F. Lelarge, J.-G. Provost and G.-H. Duan. "Transmission Over 50km at 10Gbs/s with a Hybrid III-V on Silicon Integrated Tunable Laser and Electro-absorption Modulator" *Optical Fiber Communication (OFC) Conference*. (2016)

G.-H. Duan, G. Levaufre, A. Shen, N. Girard, S. Olivier, S. Malhouitre, A. Accard, C. Jany, A. Le Liepvre, D. Make, F. Lelarge, J. Decobert, G. Devalicourt, K. Ribaud, and C. Kopp, "Hybrid III-V Silicon Photonic Integrated Circuits," *Integrated Photonics Research Conference (IPR). Advanced Photonics 2015*, OSA Technical Digest (online) paper IT1A.1. (2015)

K. R. Schires, N. Girard, G. Baili, G.-H. Duan, F. Grillot "Dynamique Non-linéaire de Lasers Hybrides III-V sur Silicium" *Journées Nationales d'Optique Guidée (JCOM)* (2015).

G. H. Duan, A. Accard, P. Kaspar, C. Jany, A. Le Liepvre, D. Make, G. Levaufre, N. Girard, A. Shen, J. Decobert, N. Legay, F. Lelarge, F. Mallecot, P. Charbonnier, H. Gariah, J.-L. Gentner, S. Olivier, S. Malhouitre, C. Kopp, S. Menezo "New advances on heterogeneous integration of III-V on silicon," *Optical Communication (ECOC), 2014 European Conference on*, Cannes, 2014, pp. 1-3. doi: 10.1109/ECOC.2014.6964234

P. Kaspar, R. Brenot, A. Le Liepvre, A. Accard, D. Make, G. Levaufre, N. Girard, F. Lelarge, G.-H. Duan, N. Pavarelli, M. Rensing, C. Eason, G. Talli, P. O'Brien, S. Olivier, S. Malhouitre, C. Kopp, C. Jany, S. Menezo. "Packaged hybrid III-V/silicon SOA." In *2014 The European Conference on Optical Communication (ECOC)*. (2014)

P. Kaspar ; C. Jany ; A. Le Liepvre ; A. Accard ; M. Lamponi ; D. Make ; G. Levaufre ; N. Girard ; F. Lelarge ; A. Shen ; P. Charbonnier ; F. Mallecot ; G.-H. Duan ; J. -. Gentner ; J.-M. Fedeli ; S. Olivier ; A. Descos ; B. Ben Bakir ; S. Messaoudene ; D. Bordel ; S. Malhouitre ; C. Kopp ; S. Menezo. "Hybrid III-V/silicon lasers." In SPIE Photonics Europe (pp. 913302-913302). International Society for Optics and Photonics. (2014, May)

P. Kaspar, R. Brenot, A. Le Liepvre, A. Accard, D. Make, G. Levaufre, N. Girard, F. Lelarge, G.-H. Duan, S. Olivier, C. Jany, C. Kopp, S. Menezo " Hybrid III-V/silicon SOA for photonic integrated circuits", Proc. SPIE 9277, Nanophotonics and Micro/Nano Optics II, 927708 doi:10.1117/12.2074617; (2014);

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

K. Schires, N. Girard, G. Baili, G. H. Duan, S. Gomez, and F. Grillot. "Dynamics of Hybrid III-V Silicon Semiconductor Lasers for Integrated Photonics" Journal of Selected Topics in Quantum Electronics (JSTQE) (2016)

G.-H. Duan, S. Olivier, C. Jany, S. Malhouitre, A. Le Liepvre, A. Shen, X. Pommarede, G. Levaufre, N. Girard, D. Make, G. Glastre, A. Accard, J. Decobert, F. Lelarge, R. Brenot, P. Charbonnier, K. Ribaud, "Hybrid III-V Silicon Photonic Integrated Circuits for Optical Communication Applications" Journal of Selected Topics in Quantum Electronics (JSTQE) (2016)

G.-H. Duan, S. Olivier, S. Malhouitre, A. Accard, P. Kaspar, G. de Valicourt, G. Levaufre, N. Girard, A. Le Liepvre, A. Shen, D. Make, F. Lelarge, C. Jany, K. Ribaud, F. Mallecot, P. Charbonnier, H. Gariah, C. Kopp, and J.-L. Gentner. "New Advances on Heterogeneous Integration of III–V on Silicon. " *Journal of Lightwave Technology* (JLT), 33(5), 976-983. (2015)

G-H Duan, C. Jany, A. Le Liepvre, A. Accard, M. Lamponi, D. Make, P. Kaspar, G. Levaufre, N. Girard, F. Lelarge, J.-M. Fedeli, A. Descos, B. Ben Bakir, S. Messaoudene, D. Bordel, S. Menezo, S. Keyvaninia, G. Roelkens, D. Van Thourhout, D.J. Thomson, F.Y. Gardes, and G.T. Reed. "Hybrid III–V on Silicon Lasers for Photonic Integrated Circuits on Silicon." *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* (JSTQE), IEEE, 20(4), 158-170. (2014)

Titre : Lasers à faible bruit d'intensité en InP sur circuit Silicium pour l'optique hyperfréquence.

Mots clés : Photonique sur silicium, Optoélectronique hyper-fréquence, bruit d'intensité relatif, Oscillations de relaxation

Résumé : L'objectif de ce travail de thèse est d'étudier des lasers semi-conducteur issus de la plateforme d'intégration III-V sur Si et présentant un faible bruit d'intensité relatif (RIN) pour le transport de signaux RADAR par voie optique. Nous cherchons à obtenir des lasers de comportement dynamique dit de «Classe A», i.e. avec une réponse dynamique sans oscillations de relaxation. Dans ce cas, il a été précédemment montré qu'un tel comportement dynamique présente un RIN limité au bruit de grenaille sur une large bande de fréquences et est obtenu quand la durée de vie des photons dans la cavité est grande devant la durée de vie des porteurs dans la zone active. La plateforme photonique sur silicium est alors intéressante car elle permet de réaliser des cavités longues grâce aux guides optiques offrant de faibles pertes de propagation, i.e. de l'ordre du dB/cm. En première approche, nous avons étudié des lasers dont la cavité de longueur centimétrique est composée d'une partie active fournissant le gain optique et d'une partie passive composée de guide en silicium à faibles pertes de propagation. Nous avons proposé différentes optimisations des pertes optiques intra-cavité ainsi que différentes solutions de filtrage spectral à grande finesse nécessaire à une oscillation laser monomode. La seconde approche étudiée repose sur le filtrage du RIN d'un laser hybride de longueur millimétrique en exploitant les effets de saturation du gain optique dans un amplificateur optique à SC (SOA). Nous avons présenté un modèle décrivant les différents mécanismes altérant le bruit du laser amplifié par un SOA. Une étude expérimentale a permis de mettre en évidence la réduction du RIN d'un laser hybride III-V sur silicium, allant jusqu'à 15 dB pour des fréquences allant jusqu'à quelques GHz. La dernière approche explorée dans cette thèse repose sur la conception de lasers DFB hybride III-V sur silicium à très haut facteur de qualité. L'utilisation d'un réseau de Bragg à pas variable permet de réduire les pertes radiatives, usuellement importantes dans les lasers DFB, et d'obtenir une cavité de facteur de qualité de l'ordre de quelques millions. Un premier composant réalisé présente un facteur de qualité de 65 000.

Title : Low noise InP on Silicon lasers for microwave photonics applications

Keywords : Silicon photonics, Microwaves photonics, Relative intensity noise, Relaxation oscillations

Abstract : The objective of the present thesis is to investigate new laser architectures with low Relative Intensity Noise (RIN) using the Silicon Photonics integration platform. We intend to reach "class-A" dynamics, in which relaxation oscillations are eliminated. In this conditions, lasers with class-A dynamics exhibit shot-noise limited RIN over a wide frequency bandwidth, typically from 100 MHz to 20 GHz. Such behaviour can be obtained with high-Q laser cavities, i.e with long cavities or with ultra-low losses cavities. The silicon photonics platform is a good candidate for the desired dynamical behaviour as it makes possible the implementation of long cavities (ten's of cm) based on low losses silicon waveguides (dB/cm). Three different approaches have been considered in the present work. In the first approach, we have developed centimetre long lasers, consisting of an active section providing the optical gain coupled to a passive section made with low losses silicon waveguides. We proposed different approaches to optimize the intra-cavity optical losses, and different architectures of high finesse optical filters allowing simultaneously single-mode operation and high side mode suppression. The second approach consists on filtering the laser RIN by taking advantage of the coherent population oscillations effects in a SC Optical Amplifier (SOA). We proposed a model for describing the different mechanisms altering the RIN of the amplified laser. We demonstrated 15 dB RIN reduction for frequencies up to a few GHz, using a hybrid III-V on Si laser and a "classical" SOA. The last approach explored in the present thesis is based on the use of hybrid III-V on silicon DFB lasers with a high quality factor. Using Silicon Bragg grating with a variable pitch can reduce the radiative losses, usually important in DFB lasers. In this case, we can obtain optical cavities with few millions quality factor, leading to few ns photon lifetime. We realize a first design of Si Bragg grating with a Q factor of 65 000.